

Lehrstuhl für Thermodynamik  
Technische Universität München

Verlustarme Pilotierung von Überschallflammen  
durch gasdynamisch optimierte  
Nebenstrom-Injektoren

Tobias Sander

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. H. Baier  
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Sattelmayer  
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. G. Sachs

Die Dissertation wurde am 30.06.2003 bei der Technischen  
Universität München eingereicht und durch die Fakultät für  
Maschinenwesen am 13.11.2003 angenommen.

Für Iris

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Sonderforschungsbereichs (SFB 255) „Transatmosphärische Flugsysteme“. Für die Finanzierung sowie die fachliche und administrative Begleitung durch die Forschungsbetreuung sei herzlich gedankt.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr.–Ing. Th. Sattelmayer, gilt mein ganz besonderer Dank für sein reges Interesse am Fortgang meiner Arbeit und für die intensiven und richtungsweisenden Gespräche sowie auch für die Freiheit bei der wissenschaftlichen Arbeit und die Übernahme des Hauptreferates. Herrn Professor Dr.–Ing. G. Sachs danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.–Ing. H. Baier für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Mein Dank geht auch an meine Kolleginnen und Kollegen, zum einen für die fachliche Hilfe, zum anderen aber auch für die angenehme Atmosphäre am Lehrstuhl. Mein besonderer Dank kommt hierbei Herrn Anatoliy Lyubar für die freundschaftliche Zusammenarbeit im Rahmen des Forschungsprojektes zu. Bei Herrn Professor Shafraunovskiy bedanke ich mich herzlich für seine tatkräftige Unterstützung während seiner Aufenthalte am Lehrstuhl für Thermodynamik. Weiterhin danke ich allen Studenten und wissenschaftlichen Hilfskräften für ihren engagierten und ausdauernden Einsatz bei den experimentellen Arbeiten.

Ferner möchte ich mich herzlich beim Sekretariat für die Hilfsbereitschaft bei administrativen Problemen und bei der elektrischen sowie der mechanischen Werkstatt für die zumeist kurzfristig notwendige Hilfe bei der Instandsetzung der Versuchsanlage bedanken.

Meiner Familie gilt mein besonderer Dank für den mir während meiner gesamten Ausbildungszeit gegebenen Rückhalt. Bei ihr sowie der Familie Kindermann möchte ich mich außerdem herzlich für die unermüdliche Geduld bedanken, die sie für das Korrekturlesen dieser Arbeit aufgebracht haben.

Garching, 9. Dezember 2003

Tobias Sander

# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen</b>	<b>viii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Brennstoffumsetzung in Überschallbrennkammern</b>	<b>11</b>
2.1 Mischung und Flammenstabilisierung . . . . .	11
2.1.1 Wandeinblasung . . . . .	11
2.1.2 Einblasung in Rezirkulationszonen . . . . .	13
2.1.3 Einblasung über strebenförmige Injektoren . .	14
2.1.4 Maßnahmen zur Verbesserung der Mischung .	15
2.2 Zielsetzung für die eigene Arbeit . . . . .	16
<b>3 Messtechnik</b>	<b>17</b>
3.1 Optische Messtechnik . . . . .	17
3.1.1 Schlieren- und Schattenfotografie . . . . .	17
3.1.2 Rayleighstreuung . . . . .	20
3.1.3 Ramanstreuung . . . . .	23
3.1.4 Planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) . .	31
3.1.5 Eigenfluoreszenz . . . . .	37
3.2 Konventionelle Messtechnik . . . . .	39
3.2.1 Temperaturmessung . . . . .	39
3.2.2 Druckmessung . . . . .	39
3.2.3 Berechnung der Massenströme . . . . .	40
<b>4 Untersuchung des Vorheizers</b>	<b>43</b>
4.1 Grundlagen der Reaktionskinetik . . . . .	43
4.2 Diskussion von Luftvorwärmungs-Varianten . . . . .	45
4.3 Beschreibung der Versuchsanlage . . . . .	50
4.4 Reaktionskinetische Untersuchung des Vorheizers . .	53
4.5 Modellierung des Mischvorgangs nach [Lyu03] . . . . .	61
4.6 Experimentelle Untersuchung des Vorheizers . . . . .	62
4.6.1 Vorheizbetrieb ohne Voreinmischung – Mo- dus 1 . . . . .	63
4.6.2 Vorheizbetrieb mit Voreinmischung – Modus 2	65

<b>5</b>	<b>Betriebsverhalten strebenförmiger Injektoren</b>	<b>68</b>
5.1	Theorie zu Überschallströmungen . . . . .	68
5.2	Injektorgeometrien . . . . .	73
5.2.1	Keil-Injektor . . . . .	73
5.2.2	Pylon-Injektor . . . . .	74
5.3	Brennkammer . . . . .	75
5.4	Untersuchung des Stoßsystems . . . . .	76
5.5	Einfluss der Eindüsung auf das Stoßsystem . . . . .	79
5.6	Sensitivität auf Verunreinigungen der Testluft . . . . .	82
5.7	Zündgrenzen des Keil-Injektors . . . . .	85
5.8	Ausbrandverhalten des Keil-Injektors . . . . .	90
<b>6</b>	<b>Zweistrom-Injektor</b>	<b>96</b>
6.1	Flammenstabilisierung durch Reaktionszwischenprodukte . . . . .	96
6.2	Funktionsprinzip des Zweistrom-Injektors . . . . .	97
6.3	Überschalldiffusor . . . . .	99
6.3.1	Betriebsverhalten eines Überschchalldiffusors . . . . .	99
6.3.2	Startverhalten eines Überschchalldiffusors . . . . .	103
6.4	Vorbrennkammer . . . . .	109
6.5	Konvergent-divergente Düse . . . . .	110
6.6	Konstruktive Ausführung des Injektors . . . . .	111
6.7	Untersuchung der Diffusorströmung . . . . .	115
6.8	Stoßstabilisierung . . . . .	118
6.9	Zündung im Injektorstrom . . . . .	122
6.10	Verhalten ohne Stabilisierungsöffnungen . . . . .	125
6.11	Verhalten mit Stabilisierungsöffnungen . . . . .	127
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>134</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>139</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Flugkorridor luftatmender Antriebssysteme . . . . .	2
2	Schematischer Kreisprozess eines Staustrahltriebwerks	4
3	Typische Flugtrajektorien hypersonischer Flugsysteme und Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt	7
4	Optischer Aufbau für die Schlieren- und Schattenfotografie . . . . .	19
5	Rayleigh- und Ramanstreuungsprozesse . . . . .	21
6	Optischer Aufbau zur Detektion der Rayleighstreuung	22
7	Intensitätsverhältnis von Stokes- zu Anti-Stokes-Zweig für Stickstoff in Abhängigkeit von der Temperatur	29
8	Optischer Aufbau für die Ramanspektroskopie . . . . .	30
9	Prozesse bei der laserinduzierten Fluoreszenz . . . . .	32
10	Anregungsspektrum des <i>OH</i> -Moleküls . . . . .	35
11	Optischer Aufbau für die Detektion der laserinduzierten Fluoreszenz . . . . .	36
12	Emissionsspektrum einer Wasserstoff-Luft-Flamme .	38
13	Versuchsaufbau zur Simulation der Brennkammereintrittsbedingungen eines SCRamjets im Überschallflug	50
14	Flammenstabilisierung im Vorheizer . . . . .	51
15	Wirbelgenerator zur Einmischung des Wasserstoffs . .	52
16	PSR, idealer Rührreaktor . . . . .	54
17	PFR, idealer Kolbenströmungsreaktor . . . . .	55
18	Reaktorsystem zur Modellierung von Vorheizer und Lavaldüse . . . . .	55
19	Radikalkonzentration in Vorheizer und Lavaldüse .	57
20	Ergebnisse der Vergleichsrechnungen . . . . .	59
21	Zeitlicher Temperaturverlauf einer reagierenden stöchiometrischen Wasserstoff-Luft-Mischung, $T = 1300\text{ K}$ , $p = 1\text{ bar}$ . . . . .	61
22	Fluoreszenzsignal am Austritt aus der Lavaldüse, Modus 1, $T_0 = 1300\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ . . . . .	63
23	Konstruktion von Vorheizer und Lavaldüse . . . . .	64

24	Umlenkwinkel und Stoßwinkel bei Auftreffen einer Überschallströmung auf einen rampenförmigen Einlauf	69
25	Zusammenhang zwischen Umlenkwinkel und Stoßwinkel bei unterschiedlichen Anströmmachzahlen . . . . .	70
26	Rayleigh-Kurve . . . . .	72
27	Keil-Injektor . . . . .	74
28	Pylon-Injektor . . . . .	75
29	Brennkammer zur Untersuchung von Keil- und Pylon-Injektor . . . . .	75
30	Dichteverteilung und Schattenaufnahme der Injektorumströmung, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 293\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ . . . . .	77
31	Seitenansicht des Stoßsystems ohne und mit Einblausung von $2\text{ g/s}$ Wasserstoff, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 293\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ . . . . .	78
32	Orientierung des Lichtschnitts zum Injektor bei den Rayleigh-Messungen . . . . .	79
33	Rayleighmessungen bei $8\text{ mm}$ bzw. $13\text{ mm}$ stromabwärts des Keil-Injektors, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 293\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , Bilder links: $\dot{m}_{H_2} = 0\text{ g/s}$ , mittlere Bilder: $\dot{m}_{H_2} = 0,7\text{ g/s}$ , rechte Bilder: $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$ . . . . .	80
34	Anordnung von Lichtschnitt, Kamera und Injektoren bei den Sensitivitätsuntersuchungen . . . . .	83
35	Verteilung und Konzentration der $OH$ -Moleküle im Nachlauf des Pylon-Injektors, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 1300\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 1\text{ g/s}$ . . . . .	84
36	Verteilung und Konzentration der $OH$ -Moleküle im Nachlauf des Keil-Injektors, Modus 1, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 1300\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 1\text{ g/s}$ . . . . .	85
37	Zündung und Reaktion in Modus 1 und 2 unter Variation der Totaltemperatur und des Brennstoffmassenstroms bei Einsatz des Keil-Injektors . . . . .	87
38	Statische Temperatur und statischer Druck in der Brennkammer, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 1150\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$ . . . . .	91



39	Versuchsanordnung für die Ramanmessungen 9 mm stromabwärts des Brennkammeraustritts . . . . .	93
40	Statische Temperatur und Spezieskonzentrationen am Brennkammeraustritt, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 1150 K$ , $p_0 =$ $7,5 bar$ , $\dot{m}_{H_2} = 2,0 g/s$ . . . . .	94
41	Zweistrom-Injektor . . . . .	98
42	Massendurchsatz in einem Überschalldiffusor . . . . .	101
43	Betriebsverhalten von Überschalldiffusoren . . . . .	101
44	Betriebsverhalten eines Überschalldiffusors mit Innen- verdichtung . . . . .	104
45	Diffusor mit Außenverdichtung . . . . .	105
46	Geradstoßdiffusor . . . . .	106
47	Druckverhältnis $\Pi_E$ in Abhängigkeit von der Stoßan- zahl bei verschiedenen Anströmmachzahlen $Ma_0$ [Abr58]	107
48	Schattenaufnahme einer Überschallströmung durch einen Diffusor ohne und mit Grenzschichteinflüssen, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 293 K$ , $p_0 = 10 bar$ . . . . .	108
49	Auslegung des Diffusors . . . . .	112
50	Konstruktive Ausführung des Zweistrom-Injektors . .	114
51	Numerische Simulation der Stoßwanderung strom- aufwärts in den Diffusor, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 298 K$ , $p_0$ $= 7,5 bar$ . . . . .	116
52	Schattenaufnahme der Stoßwanderung, $Ma = 2,1$ , $T_0$ $= 298 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ . . . . .	116
53	Schattenaufnahme des vor dem Injektor stabilisierten Stoßes, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 298 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ . . . . .	117
54	Ausführung der Stabilisierungsöffnungen . . . . .	119
55	Numerische Simulation der Stoßstabilisierung, $Ma =$ $2,1$ , $T_0 = 298 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ . . . . .	120
56	Schattenaufnahme der Stoßstabilisierung, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 298 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ . . . . .	121
57	Reaktion im Injektorstrom, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ , $\dot{m}_{H_2} = 1,27 g/s$ . . . . .	123
58	Reaktion im Injektorstrom, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900 K$ , $p_0 = 7,5 bar$ , $\dot{m}_{H_2} = 3,8 g/s$ . . . . .	124

59	Schnitt durch das Brennkammersegment mit beiden Injektorhälften und optischem Zugang . . . . .	126
60	Eigenfluoreszenz-Aufnahmen im Injektor- und Hauptstrom, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 1,27\text{ g/s}$ . . . . .	127
61	LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 1,27\text{ g/s}$ . . . . .	128
62	LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 2,53\text{ g/s}$ . . . . .	129
63	LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment, $Ma = 2,1$ , $T_0 = 900\text{ K}$ , $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , $\dot{m}_{H_2} = 3,8\text{ g/s}$ . . . . .	130

## Tabellenverzeichnis

1	Auf Stickstoff bezogene relative Rayleigh-Streuquerschnitte verschiedener Gase . . . . .	21
2	Molekülkonstanten für die Ramanspektroskopie . . .	24
3	Molekülkonstanten von $H_2O$ für die Ramanspektroskopie . . . . .	25
4	Stokes- und Anti-Stokes-Ramanlinien bei Anregung mit $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ . . . . .	26
5	Relative differentielle Streuquerschnitte für verschiedene Moleküle $i$ bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ . . . . .	28
6	Diffusorberechnung . . . . .	112

## Formelzeichen

### Lateinische Formelzeichen

$a$	$[m/s]$	Lokale Schallgeschwindigkeit
$A$	$[m^2]$	Fläche
$A$	$[cm^{-1}]$	Rotationskonstante
$A$	$[m^3/kmol s]$	Frequenzfaktor der Arrheniusgleichung
$A_{21}$	$[s^{-1}]$	Einsteinkoeffizient für spontane Emission
$B$	$[cm^{-1}]$	Rotationskonstante
$B_{12}$	$[m^3/W s^2]$	Einsteinkoeffizient für Photonen–Absorption
$B_e$	$[cm^{-1}]$	Rotationskonstante für den Einfluss des Trägheitsmoments
$c$	$[m/s]$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$C$	$[cm^{-1}]$	Rotationskonstante
$D_e$	$[cm^{-1}]$	Rotationskonstante für den Einfluss der Zentrifugalkraft
$E$	$[J]$	Energie
$E_A$	$[J/kmol]$	Aktivierungsenergie
$f$	$[mm]$	Fokale Länge
$g$	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
$h$	$[J s]$	Planksche Konstante
$h$	$[kJ/kg]$	Enthalpie
$H$	$[km]$	Flughöhe
$I$	$[W]$	Lichtintensität
$I_{sp}$	$[s]$	Spezifischer Impuls
$J$	$[-]$	Rotationsquantenzahl
$k$	$[J/K]$	Boltzmannsche Konstante
$k$	$[1/s]$	Geschwindigkeitskoeffizient
$l$	$[m]$	Länge
$\dot{m}$	$[kg/s]$	Massenstrom
$M$	$[-]$	Stoßpartner
$Ma$	$[-]$	Machzahl
$n$	$[cm^{-3}]$	Moleküldichte
$n$	$[-]$	Stoßanzahl

$P$	$[s^{-1}]$	Prädissoziationsrate
$Q_{21}$	$[s^{-1}]$	Quenching Rate
$\dot{Q}$	$[kJ/kg]$	Wärme
$R$	$[J/kg K]$	Gaskonstante
$R_m$	$[J/kmol K]$	Allgemeine Gaskonstante
$s$	$[kJ/kg]$	Entropie
$S$	$[N]$	Schub
$T$	$[K]$	Temperatur
$v$	$[-]$	Vibrationsquantenzahl
$V$	$[m^3]$	Volumen
$w$	$[m/s]$	Geschwindigkeit
$W_r^{[v]}$	$[-]$	Rotationskonstante
$x$	$[cm^{-1}]$	Anharmonizitätskonstante der Vibration
$x$	$[m]$	Ortskoordinate
$[X]$	$[kmol/m^3]$	Konzentration

### Griechische Formelzeichen

$\alpha$	$[cm^{-1}]$	Koeffizient der Kopplung von Vibration mit Rotation
$\beta$	$[^\circ]$	Stoßwinkel
$\beta$	$[-]$	Temperaturrexponent der Arrheniusgleichung
$\gamma$	$[-]$	Molenbruch
$\varepsilon$	$[-]$	Optische Effizienz
$\epsilon$	$[-]$	Totaldruckverhältnis
$\theta$	$[^\circ]$	Umlenkwinkel
$\kappa$	$[-]$	Isentropenexponent
$\lambda$	$[nm]$	Wellenlänge
$\mu$	$[-]$	Durchsatzkoeffizient
$\nu$	$[s^{-1}]$	Frequenz
$\tilde{\nu}$	$[cm^{-1}]$	Wellenzahl
$\Pi$	$[-]$	Druckrückgewinn/Gütegrad
$\sigma$	$[m^2]$	Streuquerschnitt
$\partial\sigma/\partial\Omega$	$[m^2/sr]$	Differentieller Streuquerschnitt
$\omega$	$[cm^{-1}]$	Molekulare Schwingungsfrequenz

---

$\omega x$	$[cm^{-1}]$	Anharmonizitätskonstante der Vibration
$\dot{\omega}$	$[kmol/m^3 s]$	Reaktionsrate
$\Omega$	$[sr]$	Raumwinkel

### Indizes

0	Totale Größe
0	Anströmung
1	vor dem Stoß
2	nach dem Stoß
3	Brennkammereintritt
4	Brennkammeraustritt
9	Schubdüsenaustritt
<i>A</i>	Austritt
<i>AP</i>	Arbeitspunkt
<i>AS</i>	Anti-Stokes
<i>e</i>	Gleichgewichtslage
<i>E</i>	Einlauf
<i>eff</i>	effektiv
<i>F</i>	Fluoreszenz
<i>i, j</i>	Spezies
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	Laser
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>n</i>	normal
<i>R</i>	Raman
<i>Ray</i>	Rayleigh
<i>Ref</i>	Referenz
<i>S</i>	Stokes
<i>t</i>	tangential

# 1 Einleitung

Um Nutzlasten in den Orbit zu transportieren, werden derzeit ausschließlich raketenbasierende, zweistufige Antriebssysteme (TSTO: Two-Stage-To-Orbit) verwendet. Der hohe Gewichtsanteil von Treibstoff und Oxidator resultiert hierbei in einer auf die Gesamtstartmasse bezogenen Nutzlast von lediglich 0,1 % – 1 %. Außerdem sind derartige Antriebssysteme für den Start auf kostspielige Weltraumbahnhöfe angewiesen und besitzen eine geringe Wiederverwendbarkeit. Der sicherheitskritische senkrechte Start von Raketen trägt zu einer relativ großen Unfallhäufigkeit bei. Dies alles resultiert in Transportkosten von derzeit etwa 10000 Euro pro *kg* Nutzlast.

Um diese Kosten zu senken, wird ein TSTO-Konzept mit einer luftatmend angetriebenen Unterstufe<sup>1</sup> als die am vielversprechendste Alternative diskutiert [CT02]. Diese bietet den Vorteil einer höheren Nutzlast, da der Luftsauerstoff für die Verbrennung des Treibstoffs verwendet werden kann. Ferner ist dieses Konzept in hohem Maße wiederverwendbar und aufgrund horizontaler Starts und Landungen besteht die Möglichkeit, zumindest größere Flughäfen als Peripherie zu nutzen. Diese Tatsache ist auch bei Missionsabbrüchen von besonderer Bedeutung. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass bei luftatmenden Systemen der durch die Tragflächen erzeugte aerodynamische Auftrieb die Aufstiegsphase unterstützt, während bei Raketen alleine der Schub die Gewichtskraft der Startmasse überwinden muss. Der spezifische Impuls<sup>2</sup> luftatmender Antriebe ist zudem über den gesamten Flugmachzahlbereich deutlich größer als der von Raketen [Alg93].

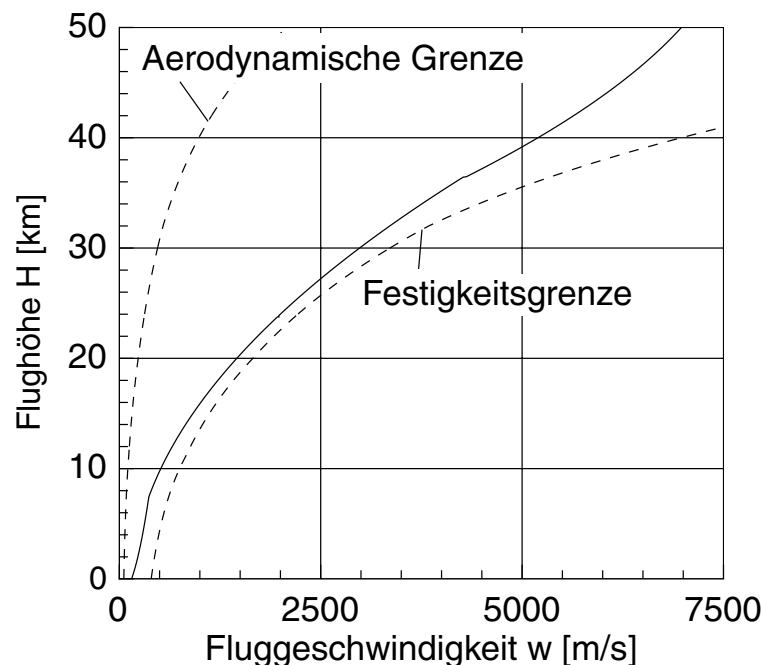
Luftatmende Triebwerke sind jedoch in ihrem Einsatzbereich hinsichtlich Flughöhe und Flugmachzahl durch einen Flugkorridor limitiert, der in Abbildung 1 veranschaulicht ist: Bei niedriger Flughöhe

---

<sup>1</sup>Die Unterstufe kann dabei aus der Kombination verschiedener Antriebssysteme bestehen. Einige Möglichkeiten zu deren Ausführung werden in einem folgenden Abschnitt erläutert.

<sup>2</sup>Als spezifischer Impuls  $I_{sp}$  wird das Verhältnis des vom Triebwerk erzeugten Schubs  $S$  zur Gewichtskraft des durchgesetzten Massenstroms definiert  $I_{sp} = \frac{S}{\dot{m}g}$  [Mün72].

begrenzt die Reibung und die daraus resultierende thermische Belastung der Struktur die maximale Fluggeschwindigkeit und in großer Flughöhe erfordert der abnehmende Auftrieb eine Mindestgeschwindigkeit. Dies führt dazu, dass die Idealgeschwindigkeit luftatmender Konzepte stets über der raketentriebener liegt [CT02], und daher besondere Maßnahmen zur Gewährleistung der Strukturfestigkeit erforderlich sind. Die in Abbildung 1 eingetragenen Grenzen sind typische Werte. Zusätzlich ist die Referenztrajektorie eines transatmosphärischen Flugzeugs nach Billig gezeigt [Bil93] [Bil90].



**Abbildung 1:** Flugkorridor luftatmender Antriebssysteme

Als luftatmende Triebwerke für den Einsatz in der Unterstufe des Hyperschall-Transportsystems kommen Turboluftstrahltriebwerke oder Staustrahlantriebe in Frage, deren Einsatzbereich im folgenden Abschnitt kurz umrissen werden soll. Der Wirkungsgrad von Turboluftstrahltriebwerken, die das derzeit in der Luftfahrt mit Abstand am weitesten verbreitete Antriebssystem darstellen, verringert sich stark mit steigender Überschallflugmachzahl, da der sich vor dem Verdichtereinlauf ausbildende senkrechte Verdichtungsstoß zu



immensen Totaldruckverlusten führt<sup>3</sup>. Damit fällt der Anteil des Verdichters am gesamten Druckanstieg mit steigender Flugmachzahl ab. Bei einer Flugmachzahl von drei liegt er beispielsweise unterhalb von vier Prozent. Die Verdichtung erfolgt dann größtenteils durch den senkrechten Verdichtungsstoß am Einlauf in das Triebwerk. Die thermische und mechanische Belastung der Triebwerksteile stößt dabei an die Grenze des technologisch Realisierbaren. Die von dem amerikanischen Spionageflugzeug *SR-71* erreichte Flugmachzahl von etwa 3,2 stellt den derzeitigen Geschwindigkeitsrekord gasturbinengetriebener Flugzeuge dar [CJ97].

Höhere Flugmachzahlen können mit Staustrahlantrieben, sog. Ramjet- oder SCRamjet- (**S**upersonic **C**ombustion **R**amjet) Antrieben, erreicht werden. Diese besitzen keinerlei rotierende Teile und bestehen im Wesentlichen aus einem Überschalldiffusor, in dem die Machzahl der Überschallströmung durch Verdichtungsstöße verringert wird und die Kompression stattfindet, einer Brennkammer, in welcher der verdichteten Luft Brennstoff beigemischt und verbrannt wird und einer Düse, die die Strömung auf eine Überschallmachzahl beschleunigt und somit den Schub erzeugt.

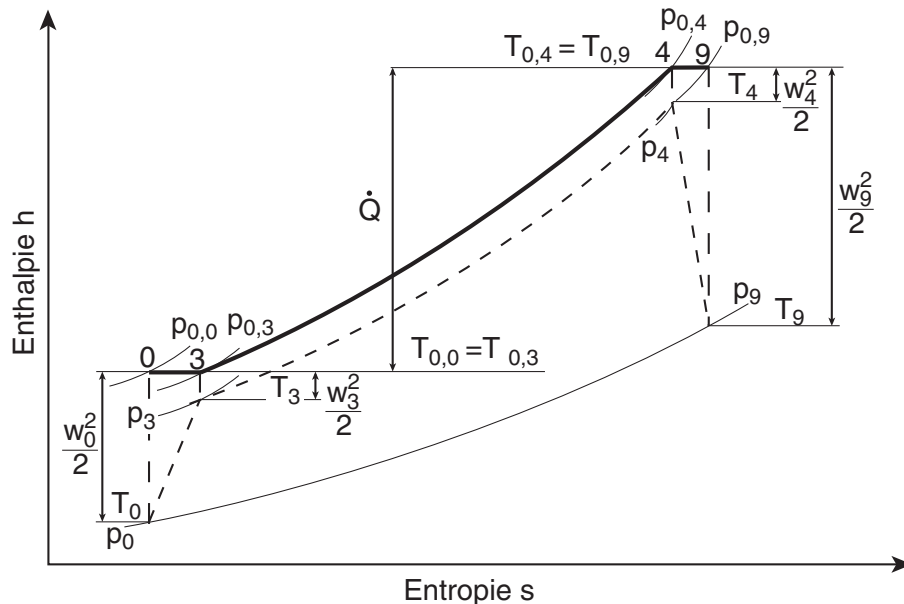
In Abbildung 2 ist der schematische Kreisprozess eines Staustrahltriebwerks dargestellt. Die Verdichtung der anströmenden Luft (Ebene 0) auf den Brennkammereintrittsdruck  $p_3$  (Ebene 3) erfolgt über Verdichtungsstöße und mit einem Totaldruckverlust ( $p_{0,0} - p_{0,3}$ ). Durch die Verbrennung wird der Luftströmung die Wärmemenge  $\dot{Q}$  zugeführt<sup>4</sup>, was zu einem Anstieg auf die Totaltemperatur  $T_{0,4}$  in der Brennkammeraustrittsebene (Ebene 4) und einem weiteren Totaldruckverlust ( $p_{0,3} - p_{0,4}$ ) führt. Im Anschluss an die Brennkammer wird die Strömung in der Schubdüse adiabat auf den Umgebungsdruck  $p_9 = p_0$  expandiert (Ebene 9). Die kinetische Energie des Luftstroms, die durch den Prozess erhöht wird, erzeugt den Schub. Aus

---

<sup>3</sup>Ein senkrechter Verdichtungsstoß erzeugt bei Verzögerung einer Überschallströmung auf eine feste Unterschallmachzahl stets einen höheren Totaldruckverlust als ein System aus mehreren schrägen Stößen. In Abschnitt 6.3 wird der gasdynamische Hintergrund dazu behandelt.

<sup>4</sup>Eigentlich wird keine Wärme zugeführt, sondern die chemische Umsetzung führt zur Erhöhung der inneren Energie und der Temperatur. Abbildung 2 gilt nur für den Ersatzprozess mit Stofferhaltung, die Umsetzung wird durch eine Wärmezufuhr modelliert.

dem Diagramm ist erkennbar, dass mit steigenden Totaldruckverlusten die maximal nutzbare Energie absinkt.



**Abbildung 2:** Schematischer Kreisprozess eines Staustrahltriebwerks

Der Unterschied zwischen Ramjet- und SCRamjetantrieben liegt in der Verzögerung der Strömung. Dies geschieht im Diffusor von Ramjetantrieben über ein System aus schrägen Verdichtungsstößen und einen abschließenden senkrechten Stoß, der die Strömungsmachzahl auf Unterschall verzögert. Dabei treten bei extrem hohen Flugmachzahlen Temperaturen und Drücke auf, die zu thermischen Materialproblemen und zu einer Verlagerung der Gleichgewichtslage der chemischen Reaktion zugunsten der Dissoziationsprodukte führen. Bei der Beschleunigung der Strömung in der Düse und der dadurch schnell abfallenden Temperatur ist die Reaktionsgeschwindigkeit in Richtung Produkte so gering, dass die in den Dissoziationsprodukten gespeicherte chemische Energie nicht mehr zur Schuberzeugung genutzt werden kann. Während der wirtschaftliche Arbeitsbereich Ramjet-getriebener Flugzeuge bei einer Flugmachzahl zwischen vier und fünf liegt, ist die maximale Flugmachzahl aus genannten Gründen auf etwa sieben begrenzt [Alg93].

Bei SCRamjets hingegen induziert die Diffusorgeometrie lediglich schräge Verdichtungsstöße; die Strömung verbleibt im Überschallregime<sup>5</sup>, was zu einem technisch handhabbaren Temperatur- und Druckniveau führt. Der Einsatzbereich hinsichtlich der Flugmachzahl erstreckt sich dabei von sechs bis auf etwa zwölf. Da weder Ramjets noch SCRamjets startfähig sind, ist ein Triebwerk erforderlich, das die Beschleunigung bis zum Betriebspunkt übernehmen kann.

Ein Verbund aus drei Sonderforschungsbereichen (SFB 253 *Grundlagen des Entwurfs von Raumflugzeugen*, RWTH Aachen, SFB 255 *Transatmosphärische Flugsysteme*, Technische Universität München und UniBW München und SFB 259 *Hochtemperaturprobleme rückkehrfähiger Raumtransportsysteme*, Universität Stuttgart) beschäftigt sich seit 1989 mit der Konzeption eines Raumtransportsystems der zukünftigen Generation. Zunächst erfolgten die Arbeiten mit Unterstützung der deutschen Industrie, welche aber Mitte der neunziger Jahre die Forschung im Hyperschallsektor einstellte. Im SFB 255 werden drei verschiedene Triebwerkskonzepte (*Hyperschallflug-Transportsystem München*, HTSM) für die Unterstufe von Raumtransportern bezüglich ihrer technischen Machbarkeit untersucht.

*HTSM-4* besteht aus einem Turboluftstrahltriebwerk, bei dem die Stufentrennung bei einer Flugmachzahl von vier erfolgt. Beim Unterstufentriebwerk kann dadurch eine vergleichsweise kostengünstige und bewährte Technologie eingesetzt werden, allerdings führt die geringe Separationsmachzahl des *HTSM-4* zu einer großen und schweren Oberstufe. Dieses Triebwerkskonzept wurde von Kopp in [Kop00] untersucht.

*HTSM-6R* besteht aus der Kombination von koaxial angeordnetem Turboluftstrahltriebwerk und Ramjet. Den Start und die Beschleunigung bis zu einer Flugmachzahl von drei bis vier übernimmt das Turboluftstrahltriebwerk. Bei höherer Fluggeschwindigkeit wird dieses Triebwerk durch ein Schott verschlossen, wodurch gleichzeitig

---

<sup>5</sup>Abschnitt 5.1 beschäftigt sich ausführlich mit den Grundlagen zu Verdichtungsstößen und den dabei auftretenden Geschwindigkeitsänderungen.

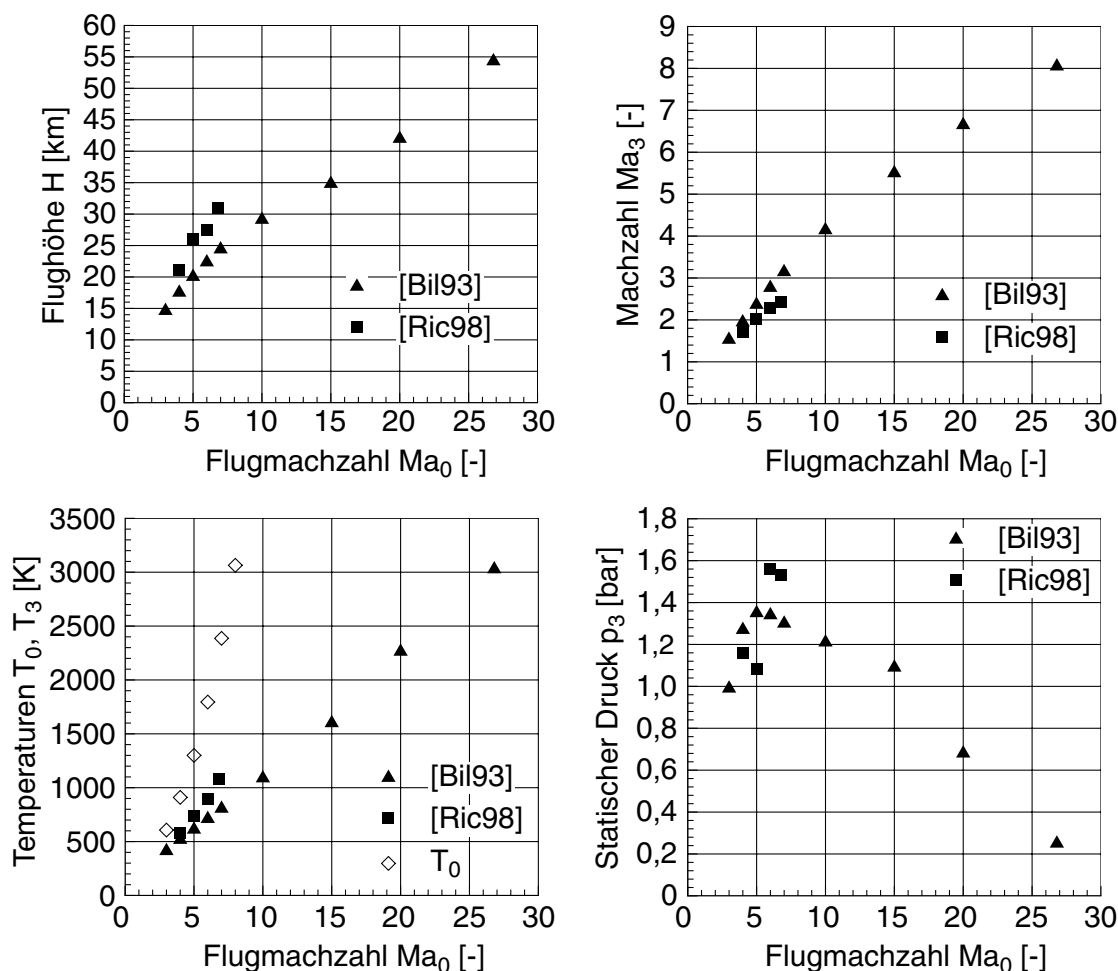
das Ramjettriebwerk freigegeben wird. Dieses Konzept ermöglicht eine maximale Flugmachzahl von etwa 6,8 bei der Stufentrennung und entspricht weitgehend der Sänger-Konfiguration [Wad03]. Nachteilig hierbei ist, dass sich das Turboluftstrahltriebwerk wegen der coaxialen Anordnung in der heißen Anströmung befindet, und eine komplexe Umschaltvorrichtung vorgesehen werden muss. Außerdem stellt das Wiederanlassen des Turboluftstrahltriebwerks bei sinkender Fluggeschwindigkeit ein sehr kritisches Manöver dar. Für eine weiterführende Beschreibung sei auf die Arbeiten von Bauer [Bau94], Esch [Esc96] und Hollmeier [Hol97] verwiesen.

*HTSM-8* stellt das für eine Flugmachzahl von 8 erweiterte Konzept von *HTSM-6R* dar. Bei einer Flugmachzahl von 5–6 erfolgt die Umstellung von Ramjet- auf SCRamjetantrieb. Wegen der Notwendigkeit einer für den Umstellungsvorgang variablen Geometrie und des bei hoher Flugmachzahl auftretenden hohen Temperaturniveaus sind hierbei Turboluft- und Staustahltriebwerk nicht coaxial, sondern parallel angeordnet. Aufgrund der hohen Separationsmachzahl fällt Masse und Volumen der Oberstufe geringer aus als bei *HTSM-4* und *HTSM-6R*.

Als Brennstoff für Staustahltriebwerke kommen grundsätzlich Kerosin oder Wasserstoff in Frage, wobei Letzterem aufgrund seines kürzeren Zündverzugs insbesondere bei niedrigen Temperaturen, seines guten Kuhlvermogens thermisch hochbelasteter Bauteile und seiner weiten Zündgrenzen der Vorzug gegeben wird. Nachteilig ist bei der Verwendung von Wasserstoff allerdings die niedrige volumenspezifische Energiedichte, die zu großen Tanks und somit zu einer Erhöhung des Luftwiderstands führt [HSM79].

Die beschriebenen Konzepte stellen besondere Anforderungen an die Konstruktion des Antriebssystems der Unterstufe, insbesondere an das Staustahltriebwerk. Eine Schwierigkeit stellt der große Flugmachzahlbereich dar, welcher abgedeckt werden muss. Eine typische Flugtrajektorie eines Hyperschall-Flugsystems und die daraus resultierenden Zusammenhänge zwischen der Flugmachzahl  $Ma_0$ , der

Machzahl  $Ma_3$ , den Temperaturen  $T_0$  und  $T_3$  sowie dem statischen Druck  $p_3$  in der Brennkammereintrittsebene sind in Abbildung 3 dargestellt; die Daten stammen aus [Bil93], [Bil90] und [Ric98].



**Abbildung 3:** Typische Flugtrajektorien hypersonischer Flugsysteme und Zustandsbedingungen am Brennkammereintritt

Es ist daraus ersichtlich, dass bei Flugmachzahlen bis etwa 3,5 die Totaltemperatur am Eintritt in die Brennkammer niedriger ist als die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff, die bei 860 K liegt. D.h. selbst bei vollständiger Verzögerung der Strömung würde diese Temperatur nicht überschritten werden. Das Erreichen der Selbstzündtemperatur ist jedoch keinesfalls ausreichend für eine reaktionskine-

tische Flammenstabilisierung, da der Zündverzug von Wasserstoff in diesem Fall so lang ist, dass bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine Verankerung der Reaktion in der Brennkammer nicht gewährleistet werden kann. Der Einsatz von Staustrahlantrieben bei dieser Flugmachzahl erfordert somit zusätzliche Maßnahmen der aerodynamischen Flammenstabilisierung. Bei mittlerer Flugmachzahl von etwa 4 bis 7,5 liegt die Totaltemperatur am Eintritt in die Brennkammer über der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff, die statische Temperatur allerdings noch darunter. Die Zündung des Brennstoffs ist in diesem Bereich über Verdichtungsstöße, die die statische Temperatur erhöhen, prinzipiell möglich. Da die dabei auftretenden Totaldruckverluste zu einer Wirkungsgradverringerung des Antriebssystems führen, müssen derartige Eingriffe auf ein Minimum beschränkt bleiben. Dagegen liegt bei Flugmachzahlen über 7,5 die statische Temperatur der Strömung über der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff. In diesem Machzahlbereich stellt die verlustarme Einbringung des Brennstoffs die größte Herausforderung dar.

Neben der hohen Strömungsgeschwindigkeit bewirkt die aus Gewichtsgründen kompakt bauende Brennkammer des Staustrahlantriebs eine extrem kurze Aufenthaltszeit, die bei etwa  $10^{-4}$  s bis  $10^{-3}$  s liegt. Im Vergleich dazu ist der Zündverzug von Wasserstoff und vor allem Kerosin bei den im Einsatzbereich des Staustrahltriebwerks auftretenden Temperaturen wesentlich länger [AN70] [ST80]. Die Mischung von Brennstoff und Luft, die sichere Zündung sowie die Stabilisierung der Reaktion stellen also ein wesentliches Problem bei der Entwicklung eines funktionsfähigen Antriebssystems dar. Dem Injektor kommt dabei die elementare Aufgabe zu, Zündbedingungen mit geringstmöglichen Verlusten zu schaffen und innerhalb der Aufenthaltszeit die Brennstoffaufbereitung und die Reaktion zu gewährleisten.

Selbst nach jahrzehntelanger Forschung auf dem Gebiet des Hyperschallflugs ist es nicht gelungen, ein funktionsfähiges Flugzeug mit Staustrahlantrieb zu konstruieren. In Kombination eines experimentellen Ansatzes im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einem

---

numerisch–theoretischen in einer parallel dazu durchgeführten Untersuchung [Lyu03] wurde das Problem der Flammenstabilisierung in Überschallbrennkammern als Kernproblem bei der Realisierung eines derartigen Triebwerks behandelt. Kapitel 2 gibt zunächst einen Überblick über Möglichkeiten der Brennstoffeinbringung und Flammenstabilisierung in Überschallbrennkammern, wie sie in verschiedenen Arbeiten zum Einsatz kommen, und bewertet die mit diesen Konzepten erzielbare Effizienz des Antriebssystems. Anschließend werden in Kapitel 3 die optischen Messmethoden, die zur experimentellen Untersuchung einer Überschallströmung hervorragend geeignet sind, hinsichtlich ihres physikalischen Prinzips und der damit bestimm- baren Größen erläutert. Kapitel 4 behandelt die Problematik von Luftvorheizern, die zur Simulation eines Überschallflugs eingesetzt werden, bezüglich des Einflusses der durch sie bewirkten Testluft- veränderung auf die Reaktion in der Brennkammer. Dabei werden zunächst Untersuchungen zu diesem Thema vorgestellt, die Aussa- gen darüber liefern, inwieweit die verschiedenen Bauarten von Test- luftvorwärmern eine Veränderung von Zündung und Reaktion in der Brennkammer bewirken. Zur Abschätzung des Emissionsverhaltens des in den Experimenten eingesetzten Vorverbrennungs–Vorheizers und dessen Bedeutung für die Auswertung der mit der Anlage ge- wonnenen Ergebnisse werden anschließend reaktionskinetische Stu- dien vorgestellt, die Möglichkeiten zur Verbesserung des Ausbrands in Vorverbrennungs–Vorheizern über Mischungsfördernde Maßnah- men aufzeigen. Deren Wirksamkeit und damit die Belastbarkeit der bei vollständigem Ausbrand des Vorheizers gewonnenen Daten wird durch die experimentelle Untersuchung des Abgases aus dem Vorhei- zer belegt. Um den Einfluss des Vorheizerausbrands auf das Zünd- und Brennverhalten von strebenförmigen Injektoren abzuschätzen, die unterschiedlich stark ausgeprägte Merkmale zur Flammenstabili- sierung aufweisen, werden in Kapitel 5 experimentelle Untersuchun- gen durchgeführt, die erkennen lassen, dass technologisch interessan- te Konfigurationen mit geringem Totaldruckverlust sehr stark auf die Anwesenheit von Radikalen reagieren. Unter Variation des Vor- heizerausbrands, der Totaltemperatur und der Menge des Brennstoffs

wird gezeigt, dass derartige Injektoren jedoch wegen fehlender Vermischung von Brennstoff und Luft, zu kleiner Rezirkulationszonen und des geringen Temperaturanstiegs durch Verdichtungsstöße keinen breitbandigen Betrieb zulassen. Durch Messung der statischen Temperatur und der Strömungszusammensetzung stromabwärts der Brennstoffeinblasung wird zusätzlich belegt, dass diese Injektoren wegen mangelnden Ausbrands und geringer Ausnutzung der vom Triebwerk gefangenen Luftströmung keinen effizienten Betrieb einer SCRamjetbrennkammer ermöglichen. In Kapitel 6 wird das Funktionsprinzip eines neuartigen Injektors vorgestellt, der aus den Erkenntnissen der beschriebenen Arbeiten entstanden ist, und der eine verlustarme Flammenstabilisierung über den gesamten Brennkammerquerschnitt gewährleistet. Es wird die Problematik des stabilen Injektorbetriebs und dessen Auswirkung auf das Verhalten eines Staustrahltriebwerks durch Untersuchungen in kalter und reagierender Strömung beschrieben. Ein Lösungsansatz zur Gewährleistung eines stabilen Betriebsverhaltens wird vorgestellt und dessen Wirksamkeit anhand von Ergebnissen aus Experiment und numerischer Simulation belegt. Ferner wird gezeigt, dass eine Flammenstabilisierung unter verschiedenen Betriebszuständen realisierbar ist, was einen hinsichtlich Flugmachzahl breitbandigen Einsatz ermöglicht. Kapitel 7 fasst die durchgeführten Arbeiten zusammen und beschreibt in einem Ausblick die Probleme, die zur Konstruktion eines effizienten, luftatmenden Antriebssystems für Hyperschallflugzeuge noch zu lösen sind.



## 2 Brennstoffumsetzung in Überschallbrennkammern

In Abschnitt 1 wurde erläutert, dass in Abhängigkeit von Flugmachzahl und Flughöhe unterschiedliche Temperaturen am Brennkammereintritt vorliegen, die unterschiedliche Maßnahmen zur Brennstoffeinbringung und Flammenstabilisierung erfordern. Während bei niedrigen Flugmachzahlen die Selbstzündung des Brennstoffs nicht möglich ist und daher die Reaktion aerodynamisch stabilisiert werden muss, ist bei hohen Flugmachzahlen die verlustarme Brennstoffzufuhr von großer Bedeutung. In diesem Abschnitt wird mittels ausgewählter Arbeiten ein Überblick über verschiedene Methoden der Brennstoffeinbringung, über die dabei wirksamen Mechanismen der Flammenstabilisierung sowie über die Vor- und Nachteile der genannten Methoden gegeben. Abschließend wird aus dieser Betrachtung eine Zielsetzung für die eigenen Arbeiten auf diesem Gebiet abgeleitet.

### 2.1 Mischung und Flammenstabilisierung

#### 2.1.1 Wandeinblasung

Die einfachste Art der Brennstoffeinbringung in die Überschallbrennkammer stellt die Wandeinblasung dar, mit der sich eine Vielzahl von Arbeiten beschäftigen. Zwar sind hierbei keine Injektoren den hohen Totaltemperaturen der Anströmung ausgesetzt, allerdings kommt es wegen der Lage der Reaktionszone in der Nähe der Brennkammerwand zu einer großen thermischen Belastung. Ein weiterer Nachteil liegt in der geringen Eindringtiefe der Brennstoffstrahlen, in der mäßigen Vermischung und damit in einer geringen Ausnutzung der vom Triebwerk aufgenommenen Luft. Grundsätzlich muss bei der Wahl des Einblaswinkels ein Kompromiss zwischen optimaler Vermischung (transversale Einblasung) und geringstmöglicher Totaldruck-

verlusten (wandparallele Einblasung) eingegangen werden. Huber et al. bewerten in [HSM79] die verschiedenen Zonen, die sich bei der Wandeinblasung ausbilden, hinsichtlich der Zündbedingungen für den Brennstoff. Diese Bedingungen sind im Bereich des Bugstoßes ungünstig, da die Expansion, die auf die Kompression durch den Bugstoß folgt, zu einer nur kurzen Aufenthaltszeit führt. Bei höheren Flugmachzahlen kann es in diesem Bereich zu einer Zündung des Brennstoffs kommen. Die Reaktion verlöscht aber wegen der Expansion teilweise oder völlig. Die Rezirkulationszone unmittelbar hinter dem Brennstoffstrahl führt zwar zu einer verlängerten Aufenthaltszeit, ist aber für gute Zündbedingungen zu fett. Einzig die Rezirkulationszone stromaufwärts der Wandeinblasung bewirkt wegen der geringen Strömungsgeschwindigkeit eine lange Aufenthaltszeit und eine hohe statische Temperatur, was hier zu guten Zündbedingungen führt. In den experimentellen Arbeiten von Dessornes et al. [DJ98] wird eine transversale Wandeinblasung untersucht, wobei stromaufwärts über zusätzliche Pilot-Eindüsungsöffnungen Brennstoff zugeführt werden kann. Bei Temperaturen von  $1250\text{ K}$  konnte keine Selbstzündung des Brennstoffs beobachtet werden, während bei  $1650\text{ K}$  und  $2400\text{ K}$  die Reaktion stabilisiert wird. Der Studie zufolge ist dieses Konzept ungeeignet, da die Pilotierung bei  $1650\text{ K}$  nur eine mäßige Verkürzung des Zündverzugs bewirkt und bei  $2400\text{ K}$  unnötigen Totaldruckverlust verursacht. Barber et al. vergleichen in [BSR97] die Wandeinblasung über eine keilförmige Öffnung mit der über eine kreisförmige. Sie kommen zu dem Schluss, dass der keilförmige Strahl eine größere Eindringtiefe und bessere Vermischung mit der Luft besitzt als der kreisförmige. Letzterer bewirkt eine ausgeprägtere Grenzschichtablösung stromaufwärts der Einblasung, was einerseits zu einer Erhöhung der thermischen Belastung der Brennkammer führt, aber andererseits nach Huber et al. [HSM79] auch die Zündbedingungen des Brennstoffs in der Rezirkulationszone stromaufwärts des Brennstoffstrahls verbessert. Es kann festgehalten werden, dass diese Variante wegen der starken Abhängigkeit der Zündbedingungen von der Anströmmachzahl bei verschiedenen Flugmachzahlen nicht eingesetzt werden kann.

### 2.1.2 Einblasung in Rezirkulationszonen

Eine Variante zur Wandeinblasung stellt die Brennstoffeindüsung in Rezirkulationszonen dar<sup>6</sup>, in denen die Reaktion aufgrund geringerer Strömungsgeschwindigkeit und hoher Temperatur aerodynamisch stabilisiert werden kann. Reaktionszwischenprodukte können aus der Rezirkulationszone in die Hauptströmung gelangen und dort die Zündung des Brennstoffs begünstigen. Diese Art der Brennstoffeinbringung besitzt prinzipiell dieselben Nachteile wie die Wandeinblasung, bietet allerdings den Vorteil eines aufgrund der Rezirkulationszone breitbandigeren Betriebsbereichs [DJ98]. Ferner kann die Eindringtiefe bei Einblasung direkt in die Rezirkulationszone im Vergleich zur transversalen Wandeinblasung gesteigert werden [KWLS96]. Allerdings beschreiben Huber et al. in [HSM79], dass kein Sauerstoff aus der Luft in die Rezirkulationszone eindringen kann, falls die Eindüsung zu nahe am Rücksprung erfolgt, was zu einer Verschlechterung der Zündbedingungen führen würde. Abbitt et al. berichten in [ASM<sup>+</sup>93] über die Flammenstabilisierung bei Verwendung einer zweistufigen Einblasung von Wasserstoff hinter einem Wandrücksprung, die eine gesteigerte Eindringtiefe der Brennstoffstrahlen und damit eine bessere Vermischung mit der Luft bewirkt. Ferner begünstigt die Rezirkulationszone zwischen den beiden Strahlen die Brennstoffzündung. Es wird beobachtet, dass wegen fehlender Sekundärströmung die Strahlen weitgehend erhalten bleiben, und die Reaktion auf die Scherschicht zwischen Brennstoff und Luft beschränkt ist. Donohue et al. untersuchen in [DMHH94] die Wirkung von gepfeilten Rampen, in deren Nachlauf Brennstoff eingebracht wird. Neben einer Rezirkulationszone entsteht ein Wirbelpaar, das zu einer wesentlich stärkeren lateralen Vermischung von Brennstoff und Luft führt als die transversale Wandeinblasung. Neben Rampen können auch gewellte Mischer, sog. lobed mixer, wie sie von Waitz et al. untersucht werden [WMZ92], durch die Erzeugung axialer Wirbel die Mischung verbessern.

---

<sup>6</sup>Diese können durch Rücksprünge oder Kavitäten in der Brennkammerwand oder durch Rampen gebildet werden.

### 2.1.3 Einblasung über strebenförmige Injektoren

Eine Eindüsung über strebenförmige Injektoren bietet zwar den Vorteil einer besseren Brennstoffverteilung über den Brennkammerquerschnitt<sup>7</sup> und damit einer prinzipiell besseren Ausnutzung der Luftströmung, allerdings erfordert die hohe thermische Belastung der Injektoren an der Vorder- und Hinterkante den Einsatz hochtemperaturbeständiger Werkstoffe. Das durch diese Körper in der Überschallströmung hervorgerufene Verdichtungsstoßsystem verursacht einerseits wirkungsgradvermindernde Totaldruckverluste, andererseits begünstigt es durch den daraus resultierenden Temperaturanstieg die Zündung des Brennstoffs. Ein hinsichtlich Flugmachzahl breitbandiger Betrieb kann aufgrund des sich über die Machzahl ändernden Stoßsystems mit weitreichenden Folgen für die Zündbedingungen in der Brennkammer grundsätzlich nicht gewährleistet werden. Dennoch bieten strebenförmige Injektoren gegenüber den in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 behandelten Konzepten aufgrund der günstigeren Brennstoffverteilung deutliche Vorteile. Der Studie von Huber et al. [HSM79] zufolge tritt bei transversaler Einblasung über den keilförmigen Injektor die Selbstzündung wie bei der transversalen Wandeinblasung bevorzugt in der Rezirkulationszone vor dem Brennstoffstrahl auf. Ferner kommt es im Nachlauf des Injektors wegen hoher Temperatur und langer Aufenthaltszeit zu einer aerodynamischen Flammenstabilisierung. Dessornes et al. untersuchen in [DJ98] die Einblasung im Nachlauf eines keilförmigen Injektors. Sie beobachten die intensivste Reaktion bei dem geringsten untersuchten Brennstoffmassenstrom, was auf den geringeren Temperaturabfall in der Rezirkulationszone zurückgeführt wird. Sie zeigen, dass der Injektor eine geringe laterale Mischungsintensität besitzt und die Reaktion nur im Nachlauf des Injektors auftritt. Masuya et al. vergleichen in [MKM<sup>+</sup>95] fünf Injektoren, die durch unterschiedliche Keilwinkel und Profilverdichtungen in der Überschallströmung verschieden starke Totaldruckverluste verursachen. Der Brennstoff wird

---

<sup>7</sup>Bei großen Brennkammerabmessungen können mehrere Injektoren über den Querschnitt verteilt werden.

sowohl über transversal als auch über koaxial angeordnete Öffnungen in die Strömung eingebracht. Sie beobachten, dass die Konfiguration mit dem größten Keilwinkel und dem größten Krümmungsradius der Profilverkante den höchsten Totaldruckverlust verursacht und das beste Mischungs- und Zündverhalten aufweist. Dies wird auf das in diesem Fall stärkste Stoßsystem mit entsprechendem Temperaturanstieg und entsprechender Strömungsverzögerung zurückgeführt. Ferner wird gezeigt, dass sich mit einem Anstieg des Verhältnisses von transversal zu insgesamt eingeblasenem Brennstoff das Mischungs- und Zündverhalten verbessert, während die Selbstzündung bevorzugt bei geringen Gesamtbrennstoffmassenströmen auftritt.

#### 2.1.4 Maßnahmen zur Verbesserung der Mischung

In den Abschnitten 2.1.1 bis 2.1.3 wurde gezeigt, dass die großskalige Vermischung von Brennstoff und Luft in Überschallbrennkammern mit den vorgestellten Methoden möglich ist. In diesem Abschnitt sollen einige Maßnahmen zur weiteren Verbesserung der Mischung genannt werden, die prinzipiell unabhängig von der Methode der Brennstoffeinbringung angewandt werden können. Eine Möglichkeit dazu bietet die Anregung von Instabilitäten in der Scherschicht von Brennstoff und Luft. Yu et al. berichten in [YS94], dass bei geeigneter Abstimmung einer Kavitätsgeometrie der Scherschicht periodische Strukturen aufgeprägt werden, die eine Erhöhung des lateralen Stofftransports bewirken. Gutmark et al. zeigen in [GYS93], dass die Instabilität der Scherschicht zwischen zwei koaxialen Überschallströmungen durch die Variation der Lippenstärke stark beeinflusst werden kann. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Variation der Strahlstruktur. Glawe et al. belegen in [GSNC96] bei koaxialer Einblasung von Helium in eine Überschallströmung, dass durch die Aufprägung eines Dralls eine Steigerung der lateralen Vermischung im Vergleich zu einem drallfreien Strahl möglich ist. Sämtliche Maßnahmen zur Verbesserung der Mischung von Brennstoff und Luft führen jedoch zu einem Totaldruckverlust und somit zu einer Verringerung

des erreichbaren Triebwerkswirkungsgrads, so dass sie auf ein notwendiges Minimum beschränkt bleiben müssen.

## 2.2 Zielsetzung für die eigene Arbeit

Die vorliegende Arbeit wurde in der vierten Phase des SFB 255 im Teilprojekt *Selbstzündung, Flammenstabilisierung und Stoß-Flammen-Wechselwirkung in stoß-induzierten Überschallflammen* angefertigt und beschäftigt sich unter Verwendung der in den vorangegangenen Arbeiten [Hai94] [Gab96] geschaffenen Testeinrichtung mit der detaillierten Untersuchung der in [Grü99] entstandenen Injektoren. Da diese die grundsätzlichen Nachteile der in Abschnitt 2.1.3 behandelten Konzepte aufweisen, sollte durch die Kombination von experimenteller Untersuchung mit numerischer Simulation [Lyu03] eine eindeutige Aussage darüber abgeleitet werden, inwieweit diese Injektoren für den Einsatz in der Brennkammer eines Staustrahlantriebs geeignet sind. Dazu muss eine stabile Zündung über einen weiten Flugmachzahlbereich gewährleistet werden und für einen hohen Triebwerkswirkungsgrad die Reaktion eine transversale Ausbreitung über die komplette Breite des Strömungskanals aufweisen. Da diese Bewertung negativ verlief, musste ein neuer Ansatz zur verlustarmen Einbringung von Brennstoff und zur Flammenstabilisierung gefunden werden. Die experimentelle Verifikation dieser neuen Stabilisierungsmethode sowie deren Optimierung ist der Kern der vorliegenden Arbeit.

---

## 3 Messtechnik

Um das komplexe Zünd- und Brennverhalten von Wasserstoff in einer vorgewärmten Überschallströmung zu verstehen, ist eine Vielzahl von Informationen erforderlich, die den Einsatz verschiedener Messverfahren verlangen. Optische Messverfahren sind hervorragend für die Untersuchung einer reagierenden oder nichtreagierenden Überschallströmung geeignet, da sie im Gegensatz zu Messsonden keine Störungen hervorrufen, die das Messergebnis massiv beeinflussen würden, und da deren Einsatz nicht durch eine maximale thermische Belastbarkeit der Messfühler limitiert ist. Ferner bieten sie aufgrund ihres trägheitslosen Messprinzips die Möglichkeit, auch hochtransiente Vorgänge zu erfassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden teilweise optische Verfahren eingesetzt, die wegen der prinzipbedingten geringen Signalstärke höchste Anforderungen an das Detektionssystem stellen. Beispielsweise ist das bei der spontanen Ramanstreuung zu erwartende Signal etwa um den Faktor  $10^6$  schwächer als das bei Einsatz der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF). Da die Messverfahren aufgrund ihres komplexen Aufbaus und ihrer teilweise komplementären Anforderungen nicht simultan eingesetzt werden konnten, war es notwendig, eine hohe Reproduzierbarkeit der Versuchsbedingungen zu schaffen. Dies wurde ausschließlich durch konventionelle Messtechnik erreicht. Die Temperatur- und Druckmessung im Vorheizer sind dabei von großer Bedeutung.

### 3.1 Optische Messtechnik

#### 3.1.1 Schlieren- und Schattenfotografie

Die klassische Schlierentechnik wurde bereits von Toepler [Toe64] im Jahr 1864 beschrieben. Das Messprinzip beruht bei dieser Durchlicht-Technik auf der Änderung des Brechungsindex eines transparenten, kompressiblen Mediums durch Dichtegradienten. Die so aufgenommenen Daten liefern eine in Blickrichtung integrierte In-

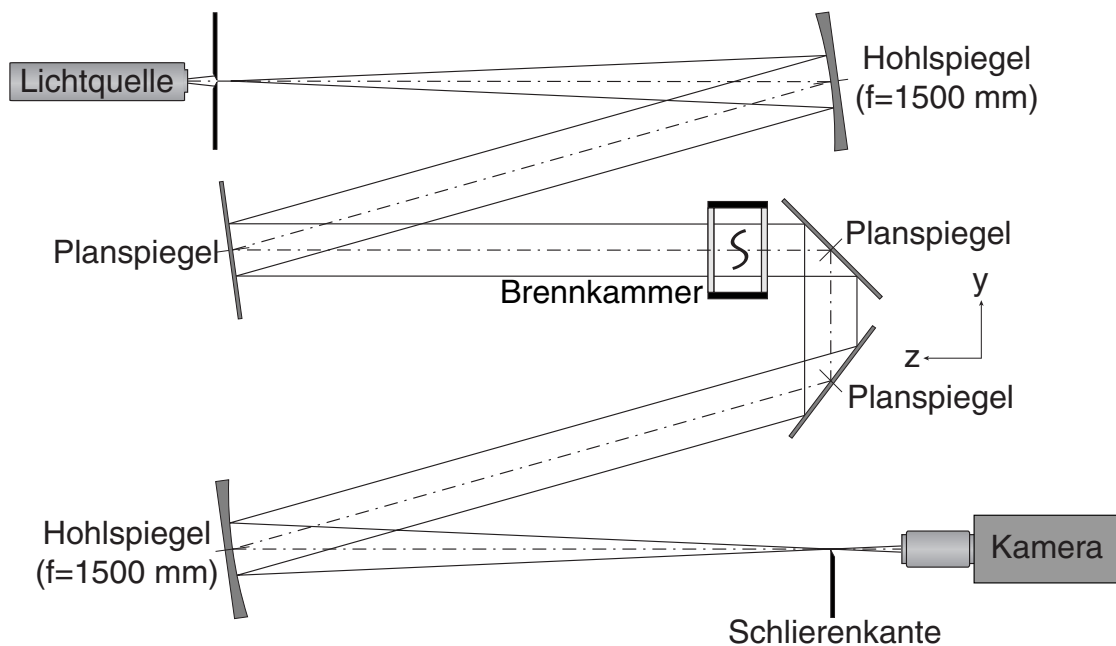
formation über das Strömungsfeld und gestatten keine selektive Betrachtung ebener Schnitte. Dadurch werden alle im Messvolumen auftretenden Dichtegradienten überlagert und beeinflussen sich gegenseitig. Prinzipiell ist es daher nicht möglich, dreidimensionale Strukturen mit der Schlierenmethode zu untersuchen. Jedoch gestattet sie die Detektion der stärksten Dichtegradienten innerhalb des Strömungsfeldes.

Bei reagierenden Überschallströmungen treten starke Dichtegradienten sowohl mit positivem (Verdichtungsstoß) als auch mit negativem Vorzeichen (Expansionsfächer, Reaktionsfront) auf. Eine eindeutige Unterscheidung ist grundsätzlich nur durch den Einsatz einer Farbschlierenkante möglich [Ede01]. Dabei wird das Vorzeichen der Dichteänderung sowie deren Stärke anhand der Einfärbung des betreffenden Bereichs in der Aufnahme bestimmt. Aber auch durch den Einsatz der Farbschlierenfotografie kann nicht zwischen Reaktionsfront und heißer Strömung unterschieden werden. Daher wurde in dieser Arbeit die Schatten- und Schlierentechnik für die Untersuchung der kalten Strömung mit den Verfahren der planaren laserinduzierten Fluoreszenz (PLIF) und der Eigenfluoreszenz für die Untersuchung der reagierenden Strömung kombiniert. Die beiden letzteren Verfahren werden in den Abschnitten 3.1.4 bzw. 3.1.5 beschrieben.

Die Schlierentechnik ermöglicht die Detektion auch geringer Dichtegradienten und wurde zur Untersuchung der Strahlausbreitung und der Eindringtiefe der Wasserstoffstrahlen eingesetzt. Die Schattenfotografie unterscheidet sich von der Schlierenfotografie lediglich durch den Wegfall der Schlierenkante. Dadurch besitzt dieses Verfahren eine deutlich geringere Sensitivität als die Schlierenfotografie. Es kam zur Detektion der bei Verdichtungsstößen auftretenden starken Dichtegradienten zum Einsatz.

Der Versuchsaufbau für die Schlieren- und Schattenfotografie ist in Abbildung 4 dargestellt. Die Entfernung der Lichtquelle zu dem ersten Hohlspiegel entspricht dessen Brennweite von  $1500\text{ mm}$ , so dass der Lichtkegel in ein paralleles Lichtbündel umgeformt wird. Die





**Abbildung 4:** Optischer Aufbau für die Schlieren- und Schattenfotografie

Lichtstrahlen durchleuchten das Messvolumen und werden durch die dort auftretenden Dichtegradienten unterschiedlich abgelenkt. Das Licht gelangt über zwei Planspiegel auf den zweiten Hohlspiegel ( $f = 1500\text{ mm}$ ), in dessen Fokus die Schlierenkante angebracht ist. Diese blendet diejenigen Strahlenbündel aus, die durch die Schliere zur Kante hingebrochen werden, während sie diejenigen Bündel passieren lässt, die von ihr weggebrochen werden. Die entstehende Projektion des Messvolumens wird über das Objektiv in der Bildebene der Kamera scharf abgebildet. Als Lichtquelle diente eine gepulste Lichtbogenlampe (Nanolite), die mit einer CCD-Kamera (PCO, FlashCam 335 CG 0045, Auflösung  $752 \times 286$  Bildpunkte) synchronisiert wurde. Die Daten wurden im Einzelbildmodus mit einer Belichtungszeit von  $50\ \mu\text{s}$  aufgenommen.

### 3.1.2 Rayleighstreuung

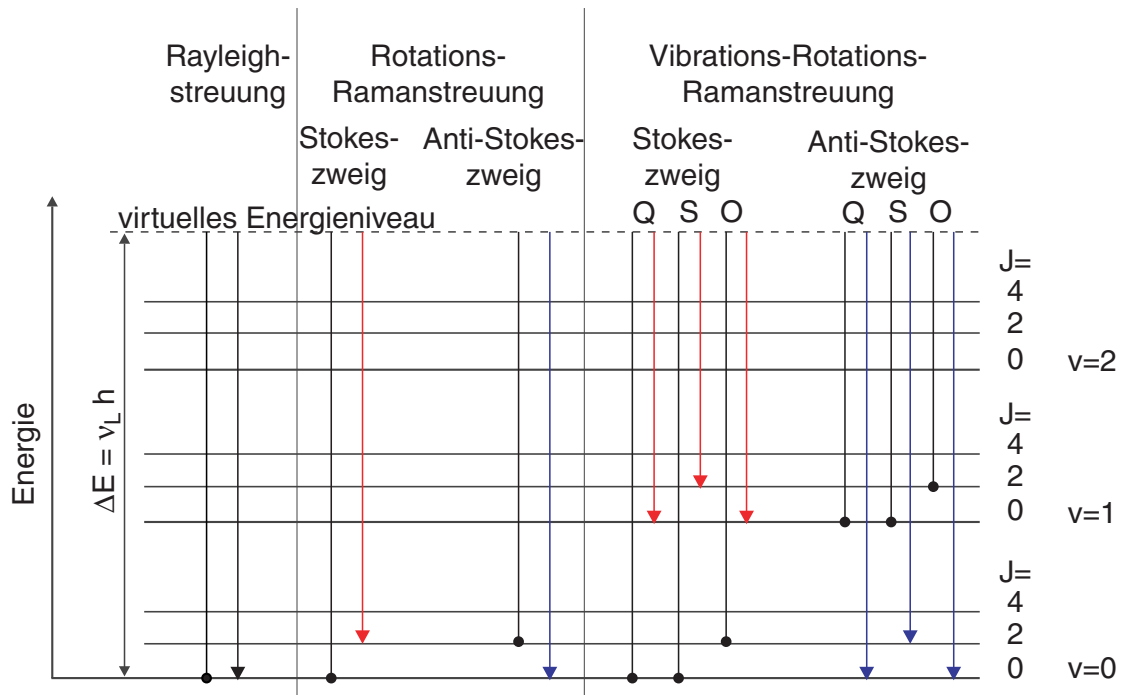
Dieses Messverfahren basiert auf der Detektion eines Streuprozesses, der schematisch in Abbildung 5 im Vergleich zu den Ramanstreuprozessen dargestellt ist. Die verschiedenen Ramanstreuprozesse werden in Abschnitt 3.1.3 erläutert. Das gezeigte Energiediagramm stellt die für ein Molekül existierenden Vibrationsniveaus  $v$  mit den zugehörigen Rotationsniveaus  $J$  dar. Bei der Absorption des eingestrahnten Photons mit der Frequenz  $\nu_L$  wird das Molekül auf ein virtuelles Energieniveau angehoben, wobei die Energie des Photons  $E = \nu_L h$  der Energiedifferenz  $\Delta E$  des Moleküls zwischen Grundzustand und virtuellem Energieniveau entspricht. Da dieser Zustand extrem instabil ist, kehrt das Molekül nach etwa  $10^{-14}$  s unter Aussendung eines Photons mit der Frequenz des anregenden Photons  $\nu_L$  in seinen Ausgangszustand zurück. Da kein bleibender Energieaustausch zwischen Photonen und Molekülen auftritt, spricht man von einem elastischen Streuprozess. Für eine detaillierte Beschreibung der Vorgänge sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen [Eck96] [May94].

Die Rayleigh–Streuintensität  $I_{Ray}$  ist proportional zur Lichtintensität des Lasers  $I_L$ , zur Moleküldichte  $n$ , zum effektiven differentiellen Streuquerschnitt  $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{eff}$ , zum Raumwinkel  $\Omega$ , zur Länge des Messvolumens in Richtung des Laserstrahls  $l$  sowie zur optischen Effizienz des Detektionssystems  $\varepsilon$  und kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$I_{Ray} = I_L n \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{eff} \Omega l \varepsilon \quad (1)$$

Der effektive differentielle Streuquerschnitt, der das Maß für die Wechselwirkung zwischen anregenden Photonen und den streuenden Molekülen darstellt, wird aus den differentiellen Streuquerschnitten der einzelnen Spezies berechnet und ist proportional zur vierten Potenz der Anregungsfrequenz  $\nu_L$  (Gleichung 2).

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{eff} = \sum_i \gamma_i \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_i \sim \nu_L^4 \quad (2)$$



**Abbildung 5:** Rayleigh- und Ramanstreuprozesse

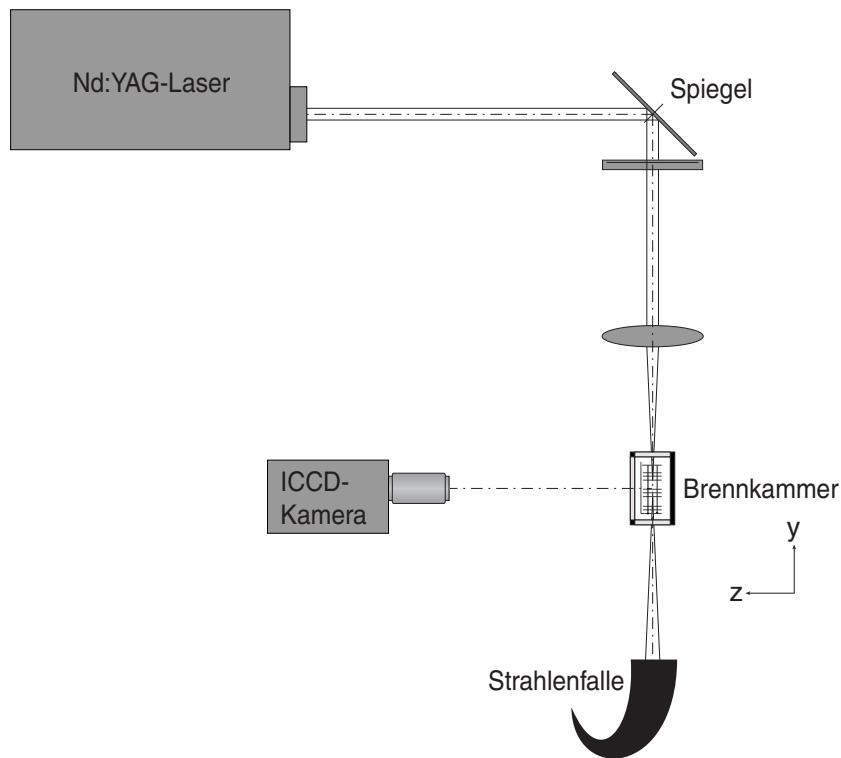
In Tabelle 1 sind die auf  $N_2$  bezogenen relativen Rayleigh-Streuquerschnitte einiger Spezies angegeben [Eck96] [RS23].

Gas	relative Rayleigh-Streuquerschnitte [-]
$O_2$	0,8276
$N_2$	1
<i>Luft</i>	0,9638
$H_2$	0,2161
$He$	0,0129

**Tabelle 1:** Auf Stickstoff bezogene relative Rayleigh-Streuquerschnitte verschiedener Gase

Das detektierte Signal entsteht also aus der gewichteten Emissionsüberlagerung aller im Messvolumen auftretenden Moleküle. Daher kann diese Technik nicht für Konzentrationsmessungen einzelner Spezies in einer Gasmischung angewandt werden. Es besteht aber die Möglichkeit, eine homogene Strömung mit starken Gradienten der Moleküldichte oder Eindüsungsvorgänge von Spezies mit stark

unterschiedlichem Rayleigh–Streuquerschnitt, z.B. Wasserstoff und Luft, zu untersuchen [Eck96]. Die Ergebnisse der Rayleighmessungen müssen jedoch mit großer Sorgfalt interpretiert werden, weil es aus der Intensitätsverteilung alleine nicht möglich ist, zugrundeliegende Phänomene eindeutig zu bestimmen.



**Abbildung 6:** Optischer Aufbau zur Detektion der Rayleighstreuung

Der optische Versuchsaufbau zur Detektion der Rayleigh–Streuung ist in Abbildung 6 dargestellt. Der Laserstrahl durchläuft eine zylindrische Linse ( $f = 150 \text{ mm}$ ) und eine sphärische Linse ( $f = 500 \text{ mm}$ ) und wird zu einem Lichtschnitt geformt, der es im Gegensatz zur Schlieren– und Schattentechnik gestattet, die Strömung in zwei-dimensionalen Schnitten zu untersuchen. Da durch den Absorptionsprozess ein virtuelles Energieniveau und keine diskrete Absorptionslinie angeregt wird, wie das bei resonanten Verfahren der Fall ist, werden an die Lichtquelle keine großen Anforderungen hinsichtlich ihrer Schmalbandigkeit gestellt. Um eine zur Detektion ausrei-

chende Anzahl Moleküle anzuregen, ist jedoch eine Lichtquelle mit hoher Pulsenergie erforderlich. Als Anregungslichtquelle wurde ein XeCl-Excimerlaser (Lambda Physik, EMG201-204MSC) mit einer Wellenlänge von 308 nm und einer Pulsenergie von etwa 400 mJ bzw. ein Nd:YAG-Laser (Quantel, YG 782 C 10, S/N: 92 Y 01) mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsenergie von etwa 1000 mJ verwendet. Das elastisch gestreute Licht wurde im Einzelbildverfahren (Belichtungszeit 100 ns bzw. 7  $\mu$ s) mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (La Vision, Streak Star, Auflösung  $576 \times 384$  Bildpunkte) und einem Nikon Objektiv (UV-Nikkor, 105 mm, 1:4.5) detektiert. Eine eingestellte Verzögerungszeit von 1,5  $\mu$ s bzw. 300 ns zwischen Ansteuerung des Lasers und des Bildverstärkers der Kamera gleicht die Zeitspanne aus, die sich durch die Entladungszeit des Lasers, durch die Laufzeit des Laserstrahls bis zum Messvolumen und durch die Zeit für den Absorptions-Emissionsprozess ergibt.

### 3.1.3 Ramanstreuung

Im Gegensatz zur Rayleighstreuung beruht die Ramanstreuung auf einem inelastischen Streuprozess. Das Molekül absorbiert das Photon mit der Frequenz  $\nu_L$  und wird auf ein virtuelles Energieniveau gehoben. Die Frequenz des emittierten Photons ist um die molekülspezifische Ramanverschiebung  $\Delta\nu_R$  zur Frequenz  $\nu_L$  verschoben, wobei man zwischen Stokes- ( $\nu_S$ ) und Anti-Stokes-Übergang ( $\nu_{AS}$ ) unterscheidet:

$$\nu_S = \nu_L - \Delta\nu_R \quad (3)$$

$$\nu_{AS} = \nu_L + \Delta\nu_R \quad (4)$$

Im Falle des Stokes-Streuprozesses gibt das Photon einen Teil seiner Energie an das Molekül ab, wodurch es bei der Emission zu einer Rotverschiebung des Signals kommt. Hingegen wird beim Anti-Stokes-Streuprozess das Photon von einem bereits angeregten Zustand des

Moleküls aus absorbiert. Bei der Emission kommt es dann zu einer Übertragung der Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand auf das Photon, was zu einer Blauverschiebung führt.

Die Ramanverschiebung kann ausgedrückt werden durch die Energie des Moleküls vor ( $E(v_1, J_1)$ ) und nach dem Streuprozess ( $E(v_2, J_2)$ ):

$$\Delta\nu_R = \frac{\Delta E(v, J)}{h} = \frac{E(v_2, J_2) - E(v_1, J_1)}{h} \quad (5)$$

wobei die Energie eines zweiatomigen Moleküls in Abhängigkeit seines Zustandes ( $v, J$ ) berechnet werden kann [Eck96] [Lon77]:

$$\begin{aligned} \frac{E(v, J)}{h c} &= \omega_e \left( v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left( v + \frac{1}{2} \right)^2 + \\ &+ \left[ B_e - \alpha_e \left( v + \frac{1}{2} \right) \right] J (J + 1) - D_e J^2 (J + 1)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Die in dieser Gleichung enthaltenen Molekülgrößen  $\omega_e$ ,  $\omega_e x_e$ ,  $B_e$ ,  $\alpha_e$  und  $D_e$  können der Literatur entnommen werden. In Tabelle 2 sind die Konstanten einiger zweiatomiger Moleküle angegeben [HH79].

Molekül	Zustand	$\omega_e [cm^{-1}]$	$\omega_e x_e [cm^{-1}]$	$B_e [cm^{-1}]$	$\alpha_e [cm^{-1}]$	$D_e [10^{-6} cm^{-1}]$
$O_2$	$X^3\Sigma_g^-$	1580,19	11,98	1,44563	0,0159	4,839
$N_2$	$X^1\Sigma_g^+$	2358,57	14,324	1,99824	0,017318	5,76
$H_2$	$X^1\Sigma_g^+$	4401,21	121,33	60,853	3,062	47100

**Tabelle 2:** Molekülkonstanten für die Ramanspektroskopie

Für nichtlineare dreiatomige Moleküle wie  $H_2O$  gilt [Her45]:

$$\frac{E(v, J)}{h c} = \omega_1 v_1 + \omega_2 v_2 + \omega_3 v_3 + x_{11} v_1^2 + x_{22} v_2^2 + x_{33} v_3^2 +$$

$$+x_{12} v_1 v_2 + x_{13} v_1 v_3 + x_{23} v_2 v_3 + \quad (7)$$

$$+\frac{1}{2} (B_{[v]} + C_{[v]}) J (J + 1) + \left[ A_{[v]} - \frac{1}{2} (B_{[v]} + C_{[v]}) \right] W_r^{[v]}.$$

mit:

$$A_{[v]} = A_e - \sum_i \alpha_i^A \left( v_i + \frac{1}{2} \right),$$

$$B_{[v]} = B_e - \sum_i \alpha_i^B \left( v_i + \frac{1}{2} \right), \quad (8)$$

$$C_{[v]} = C_e - \sum_i \alpha_i^C \left( v_i + \frac{1}{2} \right).$$

Die Konstanten können Tabelle 3 entnommen werden [Her45].

$\omega_1 [cm^{-1}]$	3693,8	$A_e [cm^{-1}]$	27,33	$\alpha_1^A [cm^{-1}]$	0,49
$\omega_2 [cm^{-1}]$	1614,5	$B_e [cm^{-1}]$	14,57	$\alpha_1^B [cm^{-1}]$	0,224
$\omega_3 [cm^{-1}]$	3801,7	$C_e [cm^{-1}]$	9,49	$\alpha_1^C [cm^{-1}]$	0,145
$x_{11} [cm^{-1}]$	-43,8	$W_r^{[v]}(J=0)[-]$	0	$\alpha_2^A [cm^{-1}]$	-2,65
$x_{22} [cm^{-1}]$	-19,5	$W_r^{[v]}(J=1)[-]$	0	$\alpha_2^B [cm^{-1}]$	-0,202
$x_{33} [cm^{-1}]$	-46,3	$W_r^{[v]}(J=2)[-]$	4	$\alpha_2^C [cm^{-1}]$	0,105
$x_{12} [cm^{-1}]$	-20,0	$W_r^{[v]}(J=3)[-]$	4	$\alpha_3^A [cm^{-1}]$	1,23
$x_{13} [cm^{-1}]$	-155,0			$\alpha_3^B [cm^{-1}]$	0,112
$x_{23} [cm^{-1}]$	-19,8			$\alpha_3^C [cm^{-1}]$	0,169

**Tabelle 3:** Molekülkonstanten von  $H_2O$  für die Ramanspektroskopie

Bei der Ramanstreuung unterscheidet man je nach Quantenzahl der in den Streuprozess einbezogenen Rotations- bzw. Vibrationsniveaus zwischen verschiedenen Zweigen (Abbildung 5). Ist nach der Emission des Photons die Vibrationsquantenzahl gegenüber dem Ausgangszustand unverändert, spricht man von der reinen Rotations-Ramanstreuung; verändert sich die Vibrationsquantenzahl, handelt es sich um die Vibrations-Rotations-Ramanstreuung. Dabei wird zwischen  $Q$ -Zweig ( $\Delta J = 0$ ),  $S$ -Zweig ( $\Delta J = +2$ ) und  $O$ -Zweig ( $\Delta J = -2$ ) unterschieden.

Die Lage des Ramanübergangs kann aus den Gleichungen 3 und 4 bestimmt werden. In Tabelle 4 sind die Lagen der  $Q$ -Zweige der Hauptspezies für eine Anregung mit  $\lambda_L = 532 \text{ nm}$  zusammengefasst. Für weiterführende Informationen sei auf die Fachliteratur [Eck96] [EBV79] [Hol95] [AF88] [Kas88] [FS89] verwiesen.

Molekül	Stokes-Ramanlinie [nm]	Anti-Stokes-Ramanlinie [nm]
$O_2$	580,0	491,3
$N_2$	607,3	473,3
$H_2O$	660,5	445,4
$H_2$	683,6	435,4

**Tabelle 4:** Stokes- und Anti-Stokes-Ramanlinien bei Anregung mit  $\lambda_L = 532 \text{ nm}$

### Bestimmung der Spezieskonzentrationen

Die bei der Ramanstreuung auftretenden Streuquerschnitte sind etwa drei Größenordnungen kleiner als die der Rayleighstreuung. Daher ist dieses Verfahren grundsätzlich beschränkt auf die Detektion von Spezies, die in relativ hohen Konzentrationen vorliegen, wie z.B.  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  und  $H_2$  bei der Wasserstoffverbrennung. Da die Lage der Rotations- und Vibrationsniveaus und damit die Ramanverschiebung molekülspezifisch sind, kann das detektierte Signal spektral selektiert und den im Messvolumen auftretenden Spezies zugeordnet werden. Die Intensität des Ramansignals  $I_{R_i}$  ist direkt proportional zur Lichtintensität des Lasers  $I_L$ , zur Moleküldichte  $n_i$ , zum effektiven Streuquerschnitt  $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_i$ , zum Raumwinkel  $\Omega$ , zur Länge des Messvolumens in Richtung des Laserstrahls  $l$  und zur wellenlängenabhängigen optischen Effizienz des Detektionssystems  $\varepsilon_i$ .

$$I_{R_i} = I_L n_i \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_i \Omega l \varepsilon_i \quad (9)$$

Da in einem Versuchsaufbau alle auf der rechten Seite der Gleichung 9 auftretenden Faktoren bis auf die Moleküldichte  $n_i$  und die Effizienz des Detektionssystems  $\varepsilon_i$  konstant sind, ist eine Messung



der absoluten Konzentrationen nicht notwendig und wäre wegen der großen Unsicherheiten bei der Bestimmung der einzelnen Faktoren nicht zielführend.

Vielmehr wird die Konzentration einer Spezies  $n_i$  über den Vergleich der Ramanstreulichtintensität dieser Spezies mit einem Referenzgas ausgedrückt. Als Referenzgas wird dabei üblicherweise  $N_2$  verwendet, weil es in Wasserstoff–Luft–Flammen in relativ hoher Konzentration auftritt und bei der Reaktion näherungsweise als inert betrachtet werden kann:

$$n_i = n_{N_2} \frac{I_{R_i}}{I_{R_{N_2}}} \frac{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{N_2}}{\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_i} \frac{\varepsilon_{N_2}}{\varepsilon_i} \quad (10)$$

Zur Bestimmung des Produktes von relativem Streuquerschnitt  $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{N_2} / \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_i$  und dem Verhältnis der optischen Effizienzen  $\varepsilon_{N_2}/\varepsilon_i$  werden die Ramansignale einer Gasmischung bekannter Zusammensetzung miteinander verglichen. Dies erfolgt unter den Versuchsbedingungen für Temperatur und Druck sowie für die optischen Komponenten zur Detektion des Signals. Die Bestimmung der statischen Temperatur in der Überschallströmung mittels Ramanspektroskopie wird in Abschnitt 3.1.3 erläutert.

Grundsätzlich könnten die relativen Streuquerschnitte auch der Literatur [Web79] entnommen werden. In diesem Fall müsste die wellenlängenabhängige Detektionseffizienz des optischen Aufbaus für jede Spezies über eine Kalibrierungsmessung, wie oben beschrieben, vorgenommen werden. In Tabelle 5 sind auszugsweise die auf  $N_2$  bezogenen differentiellen Ramanstreuquerschnitte bei einer Anregung mit 532 nm angegeben.

In erster Näherung wird davon ausgegangen, dass die Summe der Volumenanteile aller bei der Wasserstoffverbrennung auftretender Hauptspezies 1 ist:

$$n_{O_2} + n_{N_2} + n_{H_2O} + n_{H_2} = 1 \quad (11)$$

Molekül	$\frac{(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega})_i}{(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega})_{N_2}}$
$O_2$	1,0
$N_2$	1,0
$H_2O$	3,4
$H_2$	3,3

**Tabelle 5:** Relative differentielle Streuquerschnitte für verschiedene Moleküle  $i$  bei einer Anregungswellenlänge von  $\lambda_L = 532 \text{ nm}$

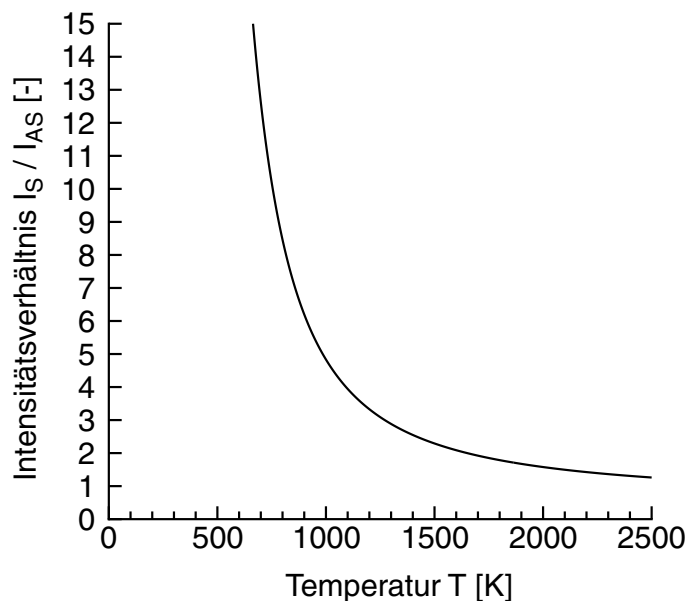
Wenn die auftretenden Spezieskonzentrationen für  $O_2$ ,  $H_2O$  und  $H_2$  jeweils durch Gleichung 10 ersetzt werden, kann die Konzentration von  $N_2$  aus Gleichung 11 berechnet werden. Die Bestimmung der übrigen Spezies erfolgt dann über Gleichung 10.

### Bestimmung der statischen Temperatur

Zur Bestimmung der statischen Temperatur aus einem Ramanspektrum existieren verschiedene Möglichkeiten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren angewandt, das es einerseits gestattet, simultan zur statischen Temperatur die Spezieskonzentrationen zu erfassen und andererseits eine Detektion des in der Überschallströmung aufgrund der geringen Dichte schwachen Signals ermöglicht. Dies wurde durch Einsatz eines Beugungsgitters mit einer Liniendichte von 150 Linien pro  $mm$  erreicht, womit die Erfassung des spektralen Bereichs von  $390 \text{ nm}$  bis  $700 \text{ nm}$  möglich war.

Da Anti-Stokes-Übergänge dann mit wachsender Wahrscheinlichkeit auftreten, wenn sich das absorbierende Molekül in einem bereits angeregten Zustand befindet, kann durch Vergleich der Signalintensitäten von Stokes- und Anti-Stokesübergängen eine Aussage über die herrschende Temperatur getroffen werden. In Gleichung 12 ist der Zusammenhang zur Bestimmung der statischen Temperatur  $T$  angegeben und in Abbildung 7 für Stickstoff dargestellt.

$$T = \frac{h c \Delta \nu_R}{k} \left( \ln \frac{I_S}{I_{AS}} + 4 \frac{\nu_L + \Delta \nu_R}{\nu_L - \Delta \nu_R} \right)^{-1} \quad (12)$$

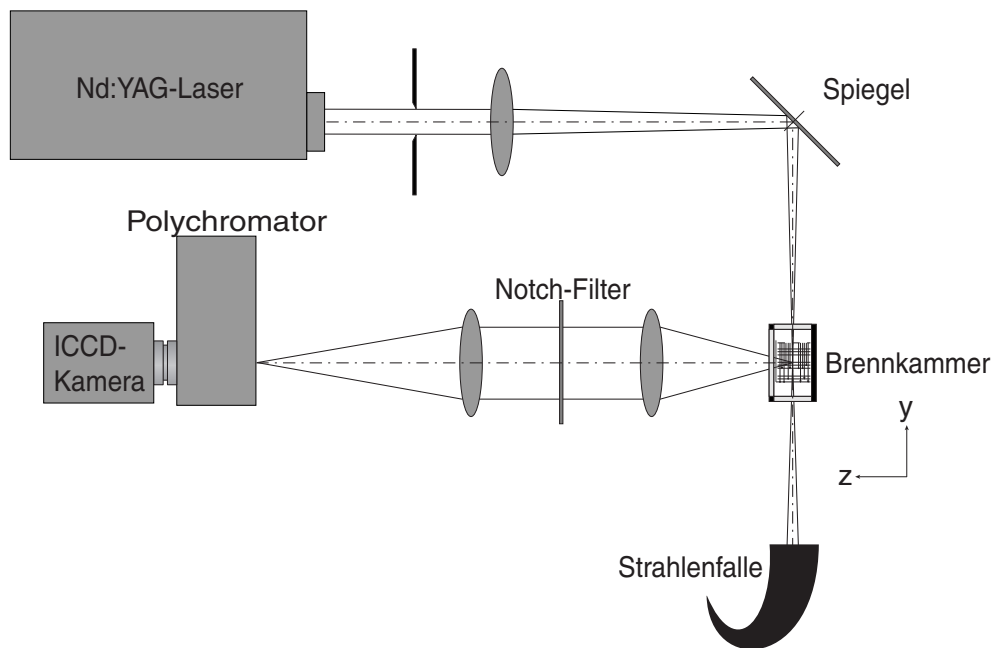


**Abbildung 7:** Intensitätsverhältnis von Stokes- zu Anti-Stokes-Zweig für Stickstoff in Abhängigkeit von der Temperatur

Der optische Aufbau zur Detektion der Ramanstreuung ist in Abbildung 8 dargestellt. Die Anforderungen an die Lichtquelle bezüglich Schmalbandigkeit und Pulsenergie entsprechen denen der Rayleighmessung<sup>8</sup>. Der Laserstrahl des Nd:YAG-Lasers (Quantel, YG 782 C 10, S/N: 92 Y 01,  $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ , Pulsenergie = 1000 mJ) wird mit einer sphärischen Linse ( $f = 1000 \text{ mm}$ ) fokussiert. Um das Auftreten von Ionisationsprozessen bei der Einkopplung der hohen Pulsenergie des Lasers zu vermeiden, wird eine Linse mit großer fokaler Länge verwendet, was außerdem eine linienförmige Strömungsuntersuchung an Stelle einer punktuellen ermöglicht. Das Ramansignal wird im rechten Winkel zum Laserstrahl über ein Linsensystem, bestehend aus zwei sphärischen Linsen ( $f = 200 \text{ mm}$  bzw. 6") erfasst, welches das gestreute Licht auf den Spalt des Spektrografen in Czerny-Tuner

<sup>8</sup>Allerdings nimmt die Anregungswahrscheinlichkeit der laserinduzierten Fluoreszenz mit abnehmender Anregungswellenlänge zu, so dass bei Einsatz eines UV-Lasers unter Umständen das um Größenordnungen stärkere unpolarisierte Fluoreszenzsignal mittels geeigneter Polfilter vom polarisierten Ramanstreulicht getrennt werden muss. Eine andere Möglichkeit bietet die Abstimmung des UV-Lasers, so dass keine resonante Anregung der im Messvolumen auftretenden Moleküle erfolgt.

Anordnung (Acton Research, SpectraPro-275) abbildet. Das spektral selektierte Signal wird von einer bildverstärkten CCD-Kamera (S&I, Auflösung  $576 \times 384$  Bildpunkte) bei einer Belichtungszeit von  $200 \text{ ns}$  und einer Verzögerung zwischen Laserpuls und Bildverstärkeransteuerung von  $400 \text{ ns}$  erfasst.



**Abbildung 8:** Optischer Aufbau für die Ramanspektroskopie

Da bei dem beschriebenen Verfahren der Ramanthermometrie auch der spektrale Bereich der Rayleighstreuung und der Laserstrahlreflexion von der bildverstärkten Kamera erfasst wird, ist ein Interferenzfilter (holografischer Notch-Filter) notwendig, der nur eine geringe Transmission im Bereich von  $532 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$  aufweist. Im Vergleich zu den Durchlicht- oder Lichtschnittverfahren erfordert die Ramanspektroskopie aufgrund der punkt- bzw. linienförmigen Untersuchung der Strömung einen hohen messtechnischen Aufwand. Wegen der schwachen Ramanstreuung und der niedrigen Moleküldichte des untersuchten Mediums bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten musste das Signal über 50 Laserpulse summiert werden.

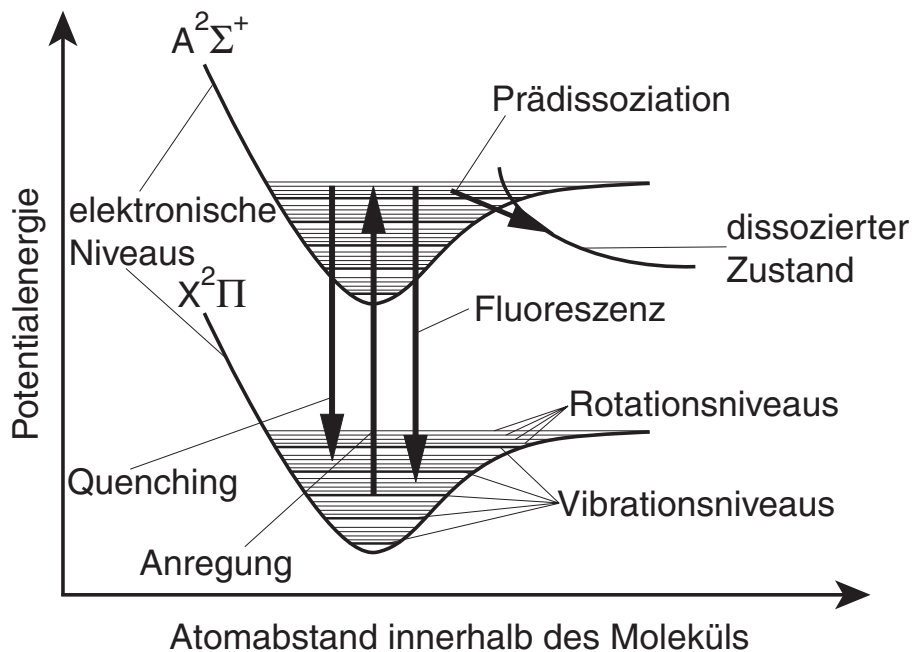
### 3.1.4 Planare laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF)

In der Strömungsforschung wird die laserinduzierte Fluoreszenz dazu eingesetzt, Spezieskonzentrationen und in seltenen Fällen auch Temperatur- und Druckverteilungen in der Reaktionszone zu messen. Voraussetzung dafür ist, dass im Messvolumen eine Spezies in ausreichender Konzentration vorliegt, die sich über eine leistungsstarke Lichtquelle anregen lässt. Bei der Untersuchung eines reagierenden Gasgemisches kann dies ein Molekül sein, das während der Verbrennung entsteht, wie z.B. das  $OH$ -Molekül, und als Indikator für die Intensität und Form der Reaktion dient. Bei einer nicht reagierenden Strömung kann ein anregbares Tracermolekül zugegeben werden, dessen Fluoreszenz zur Untersuchung von Eindüsung- und Mischvorgängen detektiert wird. Die große Signalstärke der laserinduzierten Fluoreszenz, die etwa sechs Größenordnungen über der Ramanstreuung liegt, ermöglicht eine planare Untersuchung der Strömung. Das Detektionslimit dieser Technik liegt im  $ppm$ -Bereich, im günstigsten Fall sogar im sub- $ppm$ -Bereich [Eck96].

Bei der Verbrennung von Wasserstoff-Luft-Gemischen treten  $OH$ -Radikale in relativ hohen Konzentrationen auf. Wegen ihrer schnellen Bildung während der Zündprozesse können sie als Startmarker für die Reaktion verwendet werden. Da sie jedoch bei hohen Temperaturen eine hohe Gleichgewichtskonzentration besitzen, ist es generell nur schwer möglich, die Reaktionszone von den heißen Produkten zu unterscheiden. In der vorliegenden Arbeit wurde die Technik der laserinduzierten Fluoreszenz mit zwei unterschiedlichen Zielsetzungen verwendet. Zum einen wurde zur Untersuchung und Bewertung von Zündprozessen nach der Eindüsung von Brennstoff in die vorgewärmte Überschallströmung das detektierte Signal herangezogen, zum anderen diente die Anwesenheit von  $OH$ -Molekülen als Indikator für eine nicht vollständig abgeschlossene Reaktion am Austritt aus der Lavaldüse, wo aufgrund niedriger statischer Temperatur die Gleichgewichtskonzentration unterhalb des Detektionslimits liegen müsste.

Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen der laserin-

duzierten Fluoreszenz nur in dem Maße erläutert, wie es für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen erforderlich ist. Für weiterführende Informationen sei auf die Fachliteratur verwiesen [Eck96] [EBV79] [Hol95]. In Abbildung 9 sind die verschiedenen Prozesse, die parallel zur laserinduzierten Fluoreszenz des  $OH$ -Moleküls auftreten, schematisch dargestellt.



**Abbildung 9:** Prozesse bei der laserinduzierten Fluoreszenz

Durch die Absorption der Photonen, beschrieben durch den Einsteinkoeffizienten für die Photonen-Absorption  $B_{12}$ , wird das Molekül auf ein angeregtes Energieniveau gehoben. Anders als bei der Rayleigh- und Ramanstreuung ist bei der laserinduzierten Fluoreszenz der Energieinhalt des absorbierten Photons so groß, dass das Molekül auf ein elektronisch angeregtes Niveau gehoben wird und dort einen diskreten Zustand einnimmt, der durch Rotations- und Vibrationsquantenzahl beschrieben werden kann. D.h. die Frequenz des Photons  $\nu_L$  multipliziert mit der Planckschen Konstante  $h$  entspricht exakt der Energiedifferenz zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand, der eine typische Lebensdauer von  $10^{-5}$  s bis  $10^{-8}$

$s$  besitzt und damit wesentlich stabiler ist als das bei der Ramanstreuung angeregte virtuelle Energieniveau. Das Molekül kann diesen Zustand über verschiedene Prozesse verlassen. Die wichtigsten sind im Folgenden aufgelistet:

- Das Molekül kehrt unter Emission eines Photons in einen Zustand niedrigerer Energie zurück. Dieser Übergang wird mit dem Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission  $A_{21}$  beschrieben.
- Die Moleküle geben ihre Energie über Stöße mit benachbarten Molekülen ab, wobei keine Fluoreszenz auftritt. Dieser Effekt wird mit der Quenching Rate  $Q_{21}$  erfasst.
- Das Molekül wird nach erfolgter Anregung dissoziiert, was mit der Prädissoziationsrate  $P$  beschrieben wird.

Lediglich die spontane Emission kann detektiert und als Maß für die Intensität der Reaktion interpretiert werden. Die Intensität der Fluoreszenz  $I_F$  lässt sich ausdrücken durch:

$$I_F = I_L \frac{h\nu}{c} \frac{\Omega}{4\pi} l n_{OH} B_{12} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21} + P}. \quad (13)$$

Dabei ist  $I_L$  die Lichtintensität des Lasers,  $\Omega$  der Raumwinkel,  $l$  die Länge des Messvolumens in Richtung des Laserstrahls,  $n_{OH}$  die Dichte der  $OH$ -Moleküle im Messvolumen. Der Ausdruck  $[A_{21}/(A_{21} + Q_{21} + P)]$  wird als der *Stern-Volmer-Faktor* bezeichnet, wobei  $Q_{21} > A_{21}$  gilt. Die Koeffizienten in Gleichung 13, die die Wahrscheinlichkeit der verschiedenen Prozesse nach der Absorption ausdrücken, können der Literatur [Eck96] entnommen werden.

Nach Gleichung 13 ist die Intensität der Fluoreszenz ein Maß für die Konzentration der  $OH$ -Moleküle. Allerdings ist die Quenching-Rate  $Q_{21}$  abhängig von Druck, Temperatur und der Anwesenheit potenzieller Stoßpartner, d.h. deren Bestimmung setzt u.a. die Kenntnis

der Gaszusammensetzung voraus. Eine Möglichkeit, trotzdem quantitative Messungen durchführen zu können, besteht darin, das Verfahren der laserinduzierten Prädissociations-Fluoreszenz (LIPF) anzuwenden. Dabei wird das Molekül über die Photonenabsorption in einen angeregten Zustand versetzt, von dem aus es innerhalb weniger Picosekunden dissoziiert, d.h. die Wahrscheinlichkeit für Stöße mit anderen Molekülen ist vernachlässigbar klein ( $P \gg Q_{21}$ ), und der *Stern-Volmer-Faktor* vereinfacht sich zu  $(A_{21}/P)$ . Da zudem die Prädissociationsrate unabhängig von Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung ist, kann eine quantitative Bestimmung der *OH*-Moleküle nach Eichung an einem Brenner mit bekannter Spezieszusammensetzung durchgeführt werden. Beim *OH*-Molekül kann dieser Zustand durch Anregung mit einem *KrF*-Excimerlaser bei 248 nm erreicht werden.

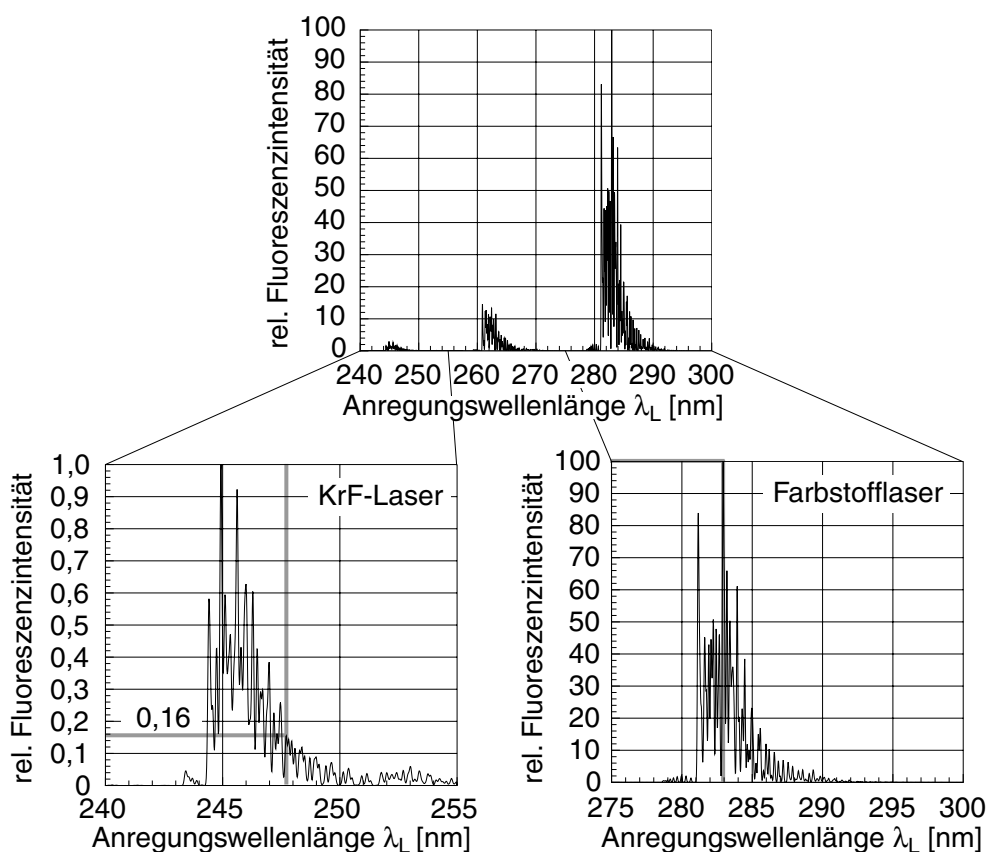
Abbildung 10 zeigt das mit Hilfe von *LIFBASE 0.99* [LC94] berechnete Anregungsspektrum des *OH*-Moleküls im Bereich von 240 nm bis 300 nm. Zu erkennen ist daraus, dass die Anregung bei 248 nm zu einer vergleichsweise schwachen Fluoreszenzintensität führt, was vor allem durch die hierbei dominierende Prädissociation bedingt ist. Der zugehörige Übergang lautet  $A^2\Sigma^+(v' = 3) \leftarrow X^2\Pi(v'' = 0)$ . Bei einer Anregung mit einer Wellenlänge von 282,951 nm ( $A^2\Sigma^+(v' = 1) \leftarrow X^2\Pi(v'' = 0)$ ),  $Q_1(6)$ <sup>9</sup>, was durch die Kombination eines *XeCl*-Excimerlasers mit einem Farbstofflaser zu erreichen ist, kann eine drastisch gestiegene Fluoreszenzintensität erwartet werden. Selbst wenn man bei diesem Vergleich berücksichtigt, dass ein *KrF*-Excimerlaser mit etwa 400 mJ die hundertfache Pulsenergie besitzt wie die Kombination von Excimerlaser und Farbstofflaser, ist die theoretisch detektierbare Fluoreszenz bei der Laserkombination fünf bis sechs mal stärker. Zudem ist das Signal-Rausch-Verhältnis aufgrund des schwächeren Rayleigh-Streulichts (sehr viel

---

<sup>9</sup>Dabei beschreiben die Vibrationsquantenzahlen  $v''$  den Grundzustand und  $v'$  den angeregten Zustand. Mit  $Q$  wird der Übergangszweig, also die Differenz der Rotationsquantenzahl zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand  $\Delta J$  ausgedrückt. ( $O : \Delta J = -2, P : \Delta J = -1, Q : \Delta J = 0, R : \Delta J = 1, S : \Delta J = 2$ ), die Zahl in Klammern gibt die Rotationsquantenzahl im Grundzustand an und der Index 1 besagt, dass sich beide Zustände in der Feinstruktur befinden ( $F = f = 1$ ).

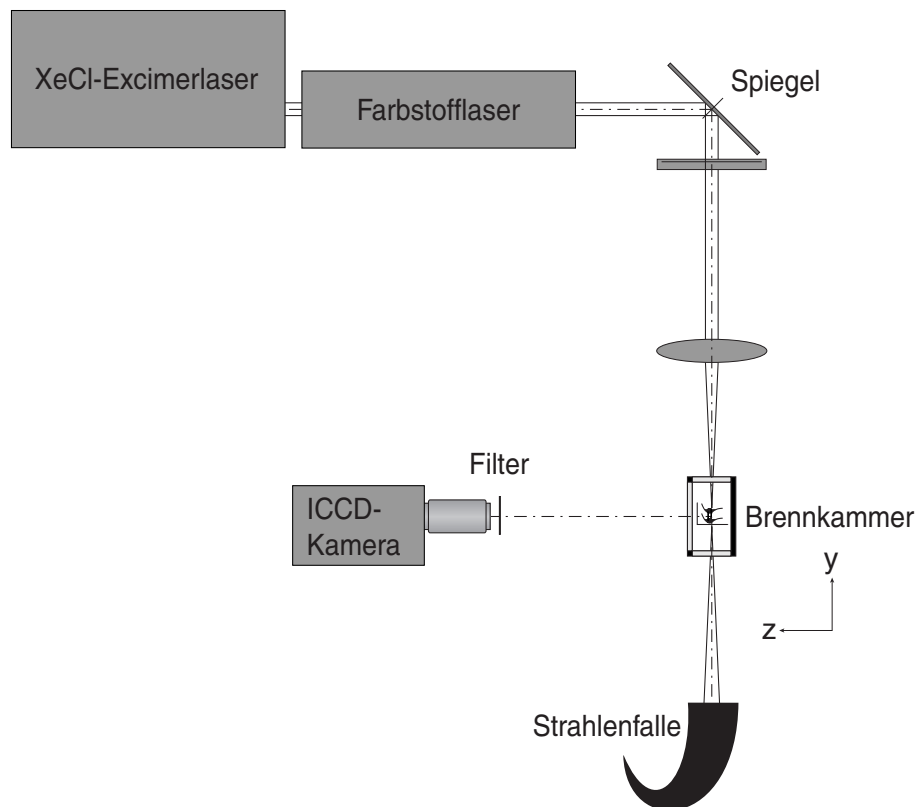


niedrigere Pulsenergie und geringere Frequenz) bei Anregung mit 283  $nm$  wesentlich größer. Da das Ziel der experimentellen Arbeiten nicht die Messung der absoluten Konzentrationswerte, sondern die Detektion von  $OH$ -Molekülen war, wurde zur Anregung die Wellenlänge von 283  $nm$  gewählt.



**Abbildung 10:** Anregungsspektrum des  $OH$ -Moleküls

In Abbildung 11 ist der optische Aufbau für LIF-Messungen dargestellt. Wegen der Schmalbandigkeit und Durchstimmbarkeit der eingesetzten Lichtquelle bietet die laserinduzierte Fluoreszenz die Möglichkeit, eine einzelne interessierende Spezies in einer Gas Mischung selektiv anzuregen und zu detektieren. Bei PLIF-Messungen wird aus dem Laserstrahl über die Kombination einer zylindrischen Linse ( $f = 150\text{ mm}$ ) mit einer sphärischen Linse ( $f = 500\text{ mm}$ ) ein Lichtschnitt geformt, was eine zweidimensionale Detektion des Fluoreszenzsignals ermöglicht. Die  $OH$ -Moleküle wurden mittels eines



**Abbildung 11:** Optischer Aufbau für die Detektion der laserinduzierten Fluoreszenz

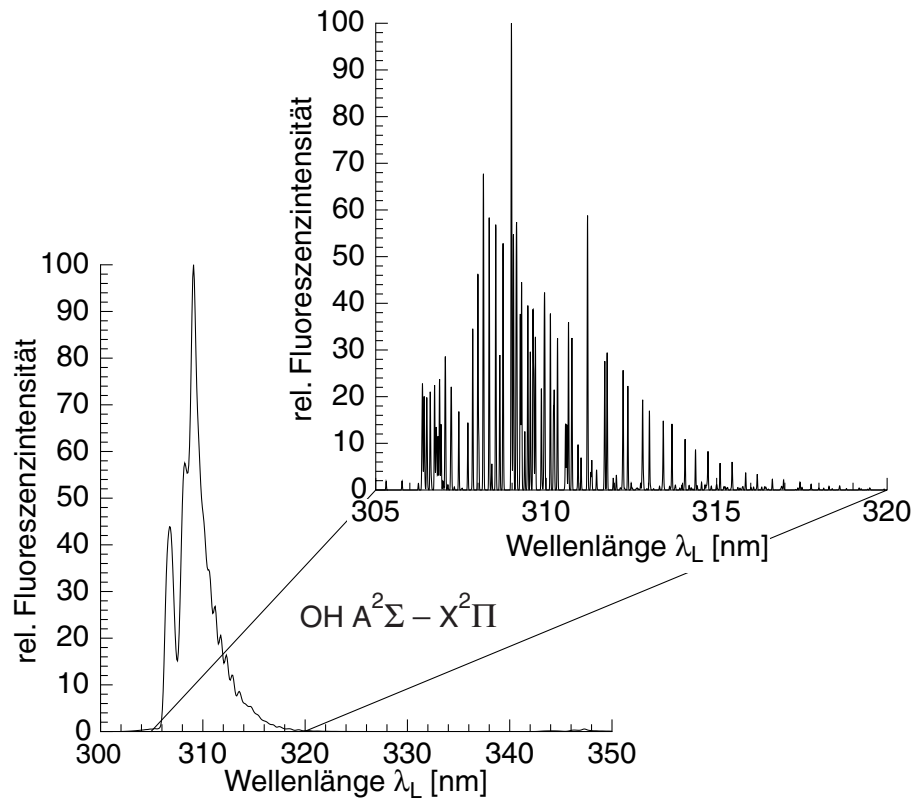
Farbstofflasers (Lambda Physik, Scanmate 2 9703 F 2055, Frequenzverdopplungseinheit, Farbstoff Coumarin 153) angeregt, der von einem *XeCl*-Excimerlaser (Lambda Physik, EMG201–204MSC) bei einer Wellenlänge  $308\text{ nm}$  gepumpt wird. Die Fluoreszenz wurde mit einer bildverstärkten CCD-Kamera (La Vision, Streak Star, Auflösung  $576 \times 384$  Bildpunkte) und einem Nikon Objektiv (UV-Nikkor,  $105\text{ mm}$ ,  $1:4.5$ ) im Einzelbildverfahren detektiert. Die Belichtungszeit betrug  $100\text{ ns}$  und der Zeitverzug zwischen Laser- und Kameraansteuerung  $1,5\text{ }\mu\text{s}$ . In den Experimenten mit Brennkammer verursachte der durch die Quarzgläser transmittierte Lichtschnitt eine starke Reflexion. Diese konnte mit einem Bandpass-Reflexionsfilter (Laseroptik REF 297) unterdrückt werden, dessen zentrale Wellenlänge auf  $305\text{ nm} \pm 20\text{ nm}$  eingestellt wurde.

### 3.1.5 Eigenfluoreszenz

Da es bei einer Reihe von Versuchen aus konstruktiven Gründen nicht möglich war, den Laserstrahl in das Messvolumen einzukoppeln, wurde in diesen Fällen mit der Eigenfluoreszenztechnik gearbeitet. Die Anregung erfolgt dabei nicht über Photonen-Absorption wie bei der PLIF, sondern insbesondere bei Reaktionszwischenprodukten, wie z.B.  $OH$ -Radikalen, durch Molekülkollisionen (thermische Anregung) und durch chemische Reaktion (Chemilumineszenz). Bei der thermischen Anregung ist die Besetzungsdichte des elektronisch angeregten Zustands abhängig von der Temperatur und die Intensität der Emission proportional zur  $OH$ -Konzentration im Messvolumen. Bei der im Allgemeinen dominierenden Chemilumineszenz existiert bezüglich der Besetzungsdichte angeregter Niveaus keine Temperaturabhängigkeit, und die Fluoreszenzintensität ist proportional zur im Beobachtungszeitraum gebildeten Menge an  $OH$ -Molekülen [Str93]. Die Relaxationszeit angeregter Moleküle liegt üblicherweise bei  $10^{-8}$  s, so dass auch bei der Messung in einer Überschallströmung die Position des detektierten Signals dem Aufenthaltsort der Moleküle entspricht.

Das Emissionsspektrum der Wasserstoffreaktion ist im Wesentlichen durch die Eigenfluoreszenz des  $OH$ -Radikals bestimmt, welche durch den Übergang ( $A^2\Sigma^+ (v' = 0) \leftarrow X^2\Pi (v'' = 0)$ ) mit einem Bandenkopf bei  $\lambda = 306,4$  nm dominiert wird (Abbildung 12, berechnet mit Hilfe von *LIFBASE 0.99* [LC94]). Ein Vergleich der Übergangswahrscheinlichkeiten und Intensitäten aller auftretenden Übergangslinien zeigt, dass die übrigen Linien selbst bei hohen Temperaturen weniger als 15 % zur Gesamtintensität beitragen [DC62] [Gay74].

Im Unterschied zur planaren laserinduzierten Fluoreszenz, mit deren Hilfe ausgewählte Schnitte einer Strömung untersucht werden können, ähnelt das Eigenfluoreszenzverfahren einer fotografischen Aufnahme. Da die Anregung der  $OH$ -Moleküle hierbei jedoch im Wesentlichen durch die Reaktion stattfindet, und nicht wie bei der PLIF im gesamten Bereich des Lichtschnitts (also auch in Bereichen



**Abbildung 12:** Emissionsspektrum einer Wasserstoff–Luft–Flamme

heißen Abgases) auftritt, kann das Verfahren zur Bestimmung der Reaktionszone und auch zur quantitativen Untersuchung der Wärme-freisetzung herangezogen werden [HVSK00] [SEB95].

In den experimentellen Arbeiten wurde die Eigenfluoreszenz ebenso wie die laserinduzierte Fluoreszenz zur qualitativen Bewertung von Zündprozessen und zur Untersuchung der Reaktionsform eingesetzt. Zur Detektion wurde eine bildverstärkte CCD–Kamera (La Vision, Streak Star, Auflösung  $576 \times 384$  Bildpunkte) im Einzelschuss bei einer Belichtungszeit von  $200 \mu s$  und ein Nikon Objektiv (UV–Nikkor,  $105 \text{ mm}$ , 1:4.5) verwendet.

## 3.2 Konventionelle Messtechnik

### 3.2.1 Temperaturmessung

Um die Bedingungen eines Überschallflugs reproduzierbar nachzubilden, wurde in den experimentellen Arbeiten ein Vorheizer eingesetzt, der über die Verbrennung von Wasserstoff die Testluft bis zu einer Totaltemperatur von  $1400\text{ K}$  aufheizen kann. Die Variation der Temperatur erfolgte über die Menge des zur Vorheizung verbrannten Wasserstoffs. Die Totaltemperatur wurde über ein Thermoelement kontrolliert, das sich im Mittelpunkt des Vorheizerquerschnitts vor Eintritt der Strömung in die Lavaldüse befindet. Grundsätzlich ist bei der Temperaturmessung in Strömungen mittels ummantelter Thermoelemente zu beachten, dass aufgrund der Umströmung des Fühlers und wegen der Wärmeleitung über die Ummantelung ein Wert gemessen wird, der zwischen statischer Temperatur und totaler Temperatur liegt. Da die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Querschnitt im Betrieb jedoch nur bei maximal  $70\text{ m/s}$  liegt, kann davon ausgegangen werden, dass der Unterschied zwischen statischer und Totaltemperatur vernachlässigbar ist. Zur Bestimmung der Temperatur in der Brennkammer konnten aufgrund der Störung der Überschallströmung durch Messsonden und der extremen thermischen Belastung keine Thermoelemente verwendet werden. Hier kam ausschließlich die Ramanspektroskopie zum Einsatz.

### 3.2.2 Druckmessung

In Überschallströmungen führt eine Wärmezufuhr bei unverändertem Strömungsquerschnitt zu einem Anstieg des statischen Drucks [Sha53] [And90]. Unter der Annahme, dass die durch die Brennstoffenergie zugeführte Wärme auch bei unvollständiger Verbrennung deutlich größer ist als die über die Brennkammerwände abgeführte, kann aus dem Verlauf des statischen Drucks auf die Gebiete der Wärmefreisetzung und deren Intensität geschlossen werden. Ferner

lassen die Druckmessungen in der Brennkammer Aussagen über den Strömungszustand und die durch die Injektoren verursachten Totaldruckverluste gemäß der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Grundlagen zu. Aus diesem Grund wurden entlang der Brennkammerwände Druckmessbohrungen angebracht und mit Druckaufnehmern versehen.

### 3.2.3 Berechnung der Massenströme

Weitere wichtige Größen bei den Versuchen waren der Massenstrom der Testluft durch die Brennkammer und die Massenströme des eingedüsten Brennstoffs bzw. des Sauerstoffs. Zur Bestimmung dieser Größen wurden entsprechend dimensionierte Querschnitte kritisch durchströmt. Im Allgemeinen werden Größen, die sich auf den kritischen Querschnitt beziehen, mit „\*“ gekennzeichnet. Sobald sich in einem Querschnitt kritische Verhältnisse einstellen, gilt für die Machzahl:

$$Ma^* = 1. \quad (14)$$

Für den Massendurchsatz einer kompressiblen Strömung durch einen kritisch durchströmten Querschnitt gilt:

$$\dot{m} = \rho^* w^* A^*. \quad (15)$$

Die Zustandsgleichung für ideale Gase lautet:

$$\rho^* = \frac{p^*}{RT^*}. \quad (16)$$

Für die Strömungsgeschwindigkeit im kritisch durchströmten Querschnitt gilt:

$$w^* = \sqrt{\kappa RT^*}. \quad (17)$$

Setzt man die Gleichungen 16 und 17 in Gleichung 15 ein, ergibt sich für den Massenstrom:

$$\dot{m} = \frac{p^* A^*}{\sqrt{RT^*}} \sqrt{\kappa}. \quad (18)$$

Für den Zusammenhang zwischen statischen und totalen Größen im kritischen Querschnitt gilt [And90]:

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad (19)$$

und

$$\frac{p^*}{p_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (20)$$

Mit den Gleichungen 19 und 20 lässt sich Gleichung 18 in folgender Form schreiben:

$$\dot{m} = p_0 A^* \sqrt{\frac{\kappa}{RT_0} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}. \quad (21)$$

Wie aus Gleichung 21 ersichtlich ist, hängt der Massenstrom durch eine kritisch durchströmte Fläche nur von Totaldruck, Totaltemperatur und dem Isentropenexponenten des strömenden Mediums ab. Geht man davon aus, dass bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten der Unterschied zwischen statischen und totalen Größen vernachlässigbar ist, können für die Berechnung des Massenstroms der Druck bzw. die Temperatur im Versorgungssystem eingesetzt werden, die mit kalibrierten Druckaufnehmern bzw. Thermoelementen gemessen wurden.

In Fällen, in denen eine zentrale Leitung mit mehreren Öffnungen versehen ist, über die das Medium eingedüst wird, ist zu beachten,

dass die über die Öffnungen abströmende Gasmenge nicht zu einem nennenswerten Geschwindigkeitsgradienten entlang der Versorgungsleitung führt. Ansonsten würden sich an den Öffnungen entsprechend der unterschiedlichen statischen Drücke verschiedene Massenströme einstellen, was zur Folge hätte, dass eine Berechnung über eine kritische Durchströmung nicht zulässig wäre.



---

## 4 Untersuchung des Vorheizers

In Abschnitt 1 wurden die Flugtrajektorien typischer Hyperschallflugsysteme mit den daraus resultierenden Brennkammereintrittsbedingungen für Anströmmachzahl, Temperatur und Druck vorgestellt. Um das Zünd- und Brennverhalten von Injektoren in einer realen Flugmission zu untersuchen, müssen diese Bedingungen mit Hilfe der Versuchsanlage nachgebildet werden. Zur Beschleunigung von Strömungen auf Überschallmachzahlen wird eine Lavaldüse eingesetzt, über deren Öffnungsverhältnis die Machzahl am Brennkammereintritt eingestellt werden kann. Zur Luftvorwärmung existieren eine Vielzahl verschiedener Möglichkeiten, die in Abschnitt 4.2 vorgestellt werden sollen. Danach werden an der in dieser Arbeit verwendeten Vorheizerkonfiguration reaktionskinetische und experimentelle Untersuchungen unter Variation des Ausbrands durchgeführt, die die Übertragbarkeit der mit dieser Anlage gewonnenen Ergebnisse auf reale Flugbedingungen belegen.

### 4.1 Grundlagen der Reaktionskinetik

Die Grundlagen der Reaktionskinetik sollen in diesem Abschnitt nur in dem Maße erläutert werden, wie es zum Verständnis der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen erforderlich ist. Für weiterführende Information sei auf die Fachliteratur [Tur96] [WMD01] verwiesen. Da in vielen technischen Anwendungen, v.a. auf dem Gebiet der Überschallströmung, chemische Reaktionen mit einer zu Strömungsvorgängen und zu molekularen Transportprozessen vergleichbaren Geschwindigkeit ablaufen, ist es für ein grundlegendes Verständnis der in diesen Fällen stattfindenden Vorgänge nicht ausreichend, lediglich den Gleichgewichtszustand des vorliegenden Reaktionssystems zu beschreiben. Vielmehr muss dazu die Reaktionsrate  $\dot{\omega}_i$  einer chemischen Reaktion der beteiligten Spezies  $i$  und  $j$  mit den Konzentrationen  $[X_i]$  bzw.  $[X_j]$  betrachtet werden, die angibt, wieviele Moleküle einer bestimmten Spezies pro Volumen-

und Zeiteinheit abgebaut bzw. gebildet werden:

$$\dot{\omega}_i = -\frac{d[X_i]}{dt} = k(T) [X_i]^{n_i} [X_j]^{n_j} \quad (22)$$

Dabei stellt  $k(T)$  den Geschwindigkeitskoeffizienten der Reaktion dar.  $n_i$  bzw.  $n_j$  bezeichnen die Reaktionsordnung bezüglich der an der Reaktion beteiligten Spezies  $i$  bzw.  $j$ . Die Summe aller Exponenten wird als die Gesamt-Reaktionsordnung bezeichnet.

Der Geschwindigkeitskoeffizient einer chemischen Reaktion hängt sehr stark und nichtlinear von der Temperatur ab. Für seine Berechnung kann der Arrhenius-Ansatz verwendet werden:

$$k(T) = AT^\beta \exp\left(-\frac{E_A}{R_m T}\right) \quad (23)$$

$E_A$  entspricht darin der Energieschwelle, die zur Einleitung der Reaktion überwunden werden muss. Der Frequenzfaktor  $A$ , der auch als präexponentieller Faktor bezeichnet wird, stellt bei unimolekularen Reaktionen den Kehrwert der Lebensdauer des aktiven Moleküls dar, bei bi- und trimolekularen Reaktionen entspricht  $A$  der Anzahl von Stößen zwischen zwei Molekülen pro Zeiteinheit. Bei sehr geringer Aktivierungsenergie oder sehr hoher Temperatur nähert sich der Exponentialterm dem Wert eins. In diesem Fall gewinnt der Exponent  $\beta$  an Bedeutung, der die Temperaturabhängigkeit des präexponentiellen Faktors angibt [WMD01].

Die Beschreibung einer chemischen Reaktion setzt sich aus einer Vielzahl Elementarreaktionen zusammen, für die verschiedene umfangreiche Reaktionsmechanismen existieren. Diese werden in Abhängigkeit der thermodynamischen Randbedingungen, der an der Reaktion beteiligten Spezies aber auch der für die Berechnung verfügbaren Ressourcen an Rechnerleistung und Zeit angewendet und enthalten eine Sammlung von Werten für die in Gleichung 23 beschriebenen Faktoren. In dieser Arbeit wurden zur Untersuchung des Ausbrandverhaltens im Vorverbrennungs-Vorheizer drei verschiedene Reaktionsmechanismen verwendet: Der Reaktionsmechanismus von Gutheil und

Williams wurde für Wasserstoff–Luft–Diffusionsflammen bei Temperaturen von 300  $K$  bis 1200  $K$  und Drücken von 0,5  $bar$  bis 10  $bar$  validiert [GW90]. Ein weiterer Mechanismus für die Wasserstoffverbrennung wurde von Miller und Bowman in einem Temperaturbereich bis 2300  $K$  untersucht [MB89]. Der Mechanismus *GRIMECH 3.0* [SGF<sup>+</sup>99] wurde in erster Linie für die Verbrennung gasförmiger Kohlenwasserstoffe geschrieben. Er fand hier als Vergleich zu den beiden Wasserstoff–Luft–Mechanismen Anwendung. Einen Überblick über weitere Reaktionsmechanismen und deren Anwendungsbereich gibt Shepherd in [She01].

## 4.2 Diskussion von Luftvorwärmungs–Varianten

Die Aufwärmung der Testluft kann über eine direkte (Widerstandsheizung, Funkenentladung) oder indirekte elektrische Vorwärmung (Aufheizung keramischer Wärmetauscher mit nachfolgender Wärmeabgabe an die Testluft) erfolgen. Grundsätzlich ist bei keiner Art der Luftvorwärmung ein Einfluss auf die Reaktion in der Brennkammer auszuschließen. So entsteht bei Lichtbogenheizern  $NO_x$ , das in Konzentrationen von 0,3 bis 3 Molprozent und niedrigen Temperaturen starken Einfluss auf Zünd- und Flammenstabilisierungsprozesse nimmt [PBC02]. Bei keramischen Wärmetauschern sind Staubpartikel, die von den wärmespeichernden Materialien herrühren, unvermeidbar. Mitani zeigt in [Mit95], dass chemisch aktive Partikel ab einem Massenanteil in der Strömung von 0,001 und einem Durchmesser von weniger als 3  $\mu m$  über ihre katalytische Wirkung und ab einem Massenanteil von 0,1 über ihre Wirkung als Wärmesenke einen verzögernden Einfluss auf die Reaktion in der Brennkammer nehmen können.

Eine Alternative dazu bietet die Vorwärmung über die Reaktion eines Brennstoffs mit nachfolgender Sauerstoff–Anreicherung der Strömung stromaufwärts der Teststrecke. Als Brennstoff wird üblicherweise Wasserstoff verwendet, weil aufgrund dessen breiten Zündbereichs der Betrieb der Anlage über einen weiten Temperatur–

und Druckbereich realisierbar ist. Neben den geringen Investitionskosten, die bei vergleichbaren maximalen Temperaturen und Massenströmen mindestens um den Faktor vier niedriger sind als bei elektrischen Vorheizern [PBC02], fallen Reaktions-Vorheizer wegen der Ausnutzung chemisch gebundener Energie vor allem im Vergleich zu Funkenentladungsheizern sehr kompakt aus und bieten die Möglichkeit, im mobilen Einsatz für verschiedene Prüfstände genutzt zu werden. Ein weiterer entscheidender Vorteil ist die kurzfristige Einsatzbereitschaft und Abschaltbarkeit, die typischerweise jeweils im Bereich von wenigen Minuten liegt. Dagegen benötigen Widerstandsvorheizer und Wärmetauscher mehrere Stunden für Aufheizung und Abkühlung und zusätzlich Sicherheitsvorkehrungen, die bei Ausfall der Druckluftversorgung Beschädigungen der erhitzten Bauteile verhindern [KGW<sup>+</sup>02].

In experimentellen Untersuchungen des Betriebsverhaltens von SCRamjetbrennkammern wird aus genannten Gründen vielfach ein Verbrennungs-Vorheizer eingesetzt. Molmasse und Wärmekapazität des Testgases weichen somit von den Werten für Luft ab. Es muss also entschieden werden, welche Eigenschaften der Flugbedingung reproduziert und welche in gewissem Umfang vernachlässigt werden. Üblicherweise bildet man in experimentellen Arbeiten Temperatur und Druck nach, während für Schallgeschwindigkeit, Machzahl und Enthalpie Abweichungen in Kauf genommen werden. Um die Ergebnisse auf reale Flugbedingungen übertragen zu können, müssen sorgfältige Studien zu möglichen Einflüssen der Testluft auf die Reaktion in der Brennkammer durchgeführt werden. Im Folgenden werden theoretische und experimentelle Arbeiten genannt, die sich mit dem Problem der Testluftverunreinigung und deren Auswirkung auf die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Flugbedingungen auseinandersetzen.

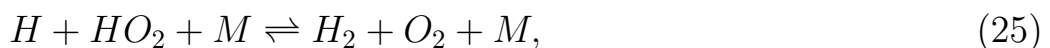
Mitani et al. führen in [MHS<sup>+</sup>97] Untersuchungen an einer SCRamjetbrennkammer bei einer Flugmachzahl von sechs ( $T_0 = 1500$  K) durch. Zur Vorwärmung wurden ein Verbrennungs-Vorheizer (V-Mode) und ein Wärmetauscher (S-Mode) eingesetzt. Wasserstoff

wird über Wandeinblasung zugeführt. Das Ergebnis dieser Studie ist, dass im V-Mode auch bei einem Äquivalenzverhältnis  $\phi$  von 0,65 eine stabilisierte Flamme in Erscheinung tritt, während im S-Mode bereits ab einem  $\phi$  von 0,4 die Reaktion nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. In gleichzeitig durchgeführten kinetischen Untersuchungen bei einer Totaltemperatur von 1500 K wird festgestellt, dass eine Radikalkonzentration von 100 ppm in der Testluft dieselbe zündbeschleunigende Wirkung besitzt, wie eine Temperaturerhöhung um 320 K ohne Zugabe von Radikalen. Dies ist jedoch nach Ansicht des Autors dieser Arbeit nicht unproblematisch, da die lokale Schallgeschwindigkeit  $a$  und damit die Strömungsgeschwindigkeit  $w$  bei konstanter Machzahl  $Ma$  mit der Quadratwurzel der statischen Temperatur  $T$  steigen:

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (24)$$

Ein direkter Vergleich experimenteller Daten mit Ergebnissen aus der Simulation oder mit Messungen an unterschiedlichen Versuchsanlagen ist somit nicht möglich.

Wasser kann der oben genannten Studie zufolge bei Drücken von 1 bar bis 3 bar die Reaktion merklich verzögern. Bei niedrigen Drücken von etwa 0,3 bar hat dagegen die Variation des molaren Dampfgehalts von 0,0001 bis 0,4 keinen Einfluss. Nach Meinung der Autoren liegt die Ursache für die radikalnenrekombinierende Wirkung von Wasser vornehmlich in der Kettenabbruchreaktion



die unter der Anwesenheit von Wasser als Stoßpartner  $M$  stark beschleunigt wird, weil dessen Stoßeffizienz etwa 30 mal stärker ist als die von Stickstoff. Da es sich hierbei um eine trimolekulare Reaktion handelt, spielt der Einfluss von Wasser bei den Zündvorgängen von Staustrahlebrennkammern, die typischerweise bei 0,25 bar ablaufen, keine Rolle. Durch das  $OH$ -Molekül kann der Zündverzug bei

Temperaturen um 900 K und Drücken von 0,3 bar bis 1 bar (Flugmachzahl drei bis vier) um den Faktor 10 oder mehr reduziert [Mit95] [MHS<sup>+</sup>97] werden.

In [ES69] wird gezeigt, dass die Testluft aus Vorverbrennungs-Vorheizern neben Radikalen einen hohen Gehalt an Wasserdampf aufweist, während die Luft in großer Höhe extrem trocken ist. Die durch den Wassergehalt bewirkten Veränderungen der thermodynamischen und kinetischen Bedingungen für Zündung, Flammenstabilisierung und Ausbrand sowie die Energiefreisetzung aufgrund Radikalenrekombination führen der Studie zufolge dazu, dass eine exakte Simulation der Flugbedingungen nicht möglich ist. Durch Kondensation von Wasser steigt aufgrund der Wärmefreisetzung der statische Druck, während der Totaldruck sinkt. Das aus der Verunreinigung mit Wasserdampf resultierende geringere molare Gewicht der Strömung reduziert den über den Triebwerkseinlauf aufgenommenen Massenstrom, und die veränderte Wärmekapazität und Dissoziation des Wasserdampfs verursachen einen Schubverlust. Aktive Spezies wie  $OH$ ,  $O$  und  $H$  beschleunigen den Zündprozess, während  $H_2O$  und  $CO_2$  den Zündverzug wegen ihrer Wirkung als Wärmesenke verlängern. Es wird ferner gezeigt, dass kleine Mengen von  $H_2O$  und  $CO_2$  ohne anfängliche Konzentration von Reaktionszwischenprodukten dazu neigen, die Reaktion durch die Bildung freier Radikale zu beschleunigen.

Srinivasan et al. untersuchen in [SE95] die Wandeinblasung von Wasserstoff in einen vorgeheizten Luftstrom, wobei die Aufheizung durch Vorverbrennung von Kohlenwasserstoffen oder elektrisch erfolgt. Es wird festgestellt, dass der Temperaturanstieg bei verunreinigter Testluft wegen deren höherer Wärmekapazität und auftretender Dissoziation von  $H_2O$  und  $CO_2$  geringer ausfällt als ohne Verunreinigung. Ebenso ist der Druckanstieg durch die Verbrennung und die Reflexionswinkel der Stöße kleiner. Die Unterschiede in den Ergebnissen werden weniger auf reaktionskinetische Einflüsse des Testmediums als primär auf die Veränderungen der thermodynamischen Eigenschaften der Luft zurückgeführt, weswegen es durch eine quantitative

Abschätzung dieser Einflüsse prinzipiell möglich ist, aus den experimentellen Ergebnissen Rückschlüsse auf das Betriebsverhalten der Brennkammer in der Flugtrajektorie zu ziehen. Sie kommen zu der Schlussfolgerung, dass Vorverbrennungs-Vorheizer durchaus geeignet sind, SCRamjet-Eintrittsbedingungen zu simulieren, falls die daraus gewonnenen Ergebnisse unter Berücksichtigung einer vorherigen genauen Analyse der Versuchsanlage interpretiert werden.

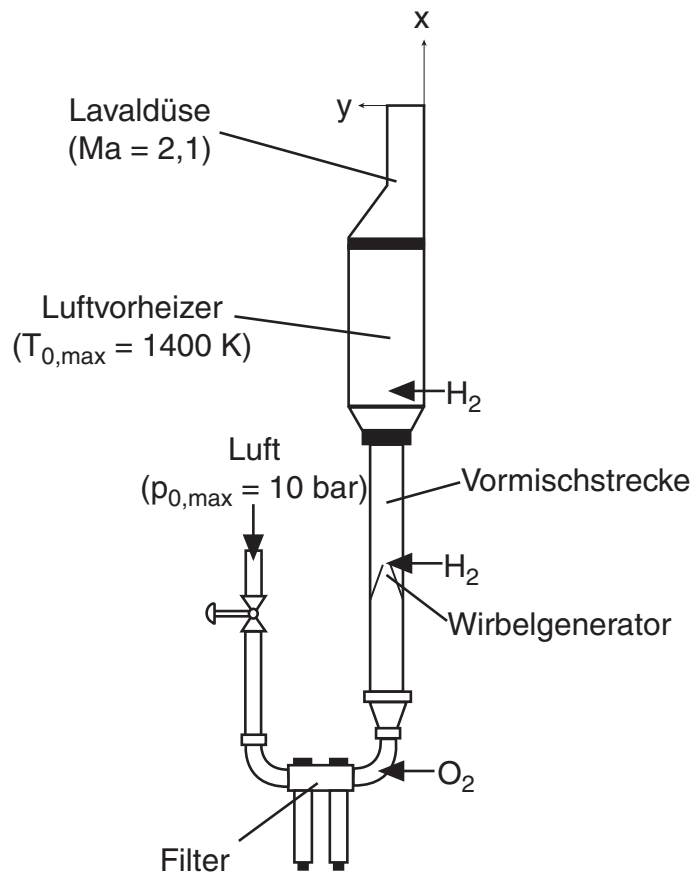
Pellett et al. geben in [PBC02] einen Überblick über die verschiedenen numerischen und experimentellen Arbeiten, die sich mit der Frage beschäftigen, inwieweit ein möglicher Einfluss der Vorheizung auf die Reaktion besteht. Sie kommen zu dem Schluss, dass sich aus den verschiedenen Untersuchungen von Testlufteinflüssen auf experimentelle Ergebnisse keine eindeutigen Aussagen ableiten lassen. Dabei sind nicht nur Vorverbrennungs-Vorheizer, sondern, wie Mitani zeigte, auch solche, die keramische Wärmetauscher beinhalten, kritisch zu betrachten und die Ergebnisse hinsichtlich ihrer Übertragbarkeit zu überprüfen.

Aus der Analyse der in der Literatur beschriebenen Untersuchungen an verschiedenen Varianten von Vorheizern zur Simulation eines Überschallflugs und deren mögliche Beeinflussung der Testergebnisse kann gefolgert werden, dass jegliche Art der Luftvorwärmung zu einer von realen Bedingungen abweichenden Luftzusammensetzung führt. Die Betrachtung der Arbeiten betreffs Einfluss der Vorverbrennungs-Vorheizung auf die Stabilisierung turbulenter Diffusionsflammen verdeutlicht, dass aus der Verunreinigung verschiedene miteinander konkurrierende Auswirkungen in Erscheinung treten. So steht der Zündungsbeschleunigung durch Radikale die je nach Versuchsbedingung positive oder negative Auswirkung von Wasserdampf auf den Zündverzug gegenüber. Grundsätzlich ist dabei festzuhalten, dass der Einfluss von Radikalen stark von der Injektor- und Brennkammerkonfiguration abhängig ist. Eine Recherche der auf diesem Gebiet vorliegenden theoretischen wie experimentellen Arbeiten zeigt, dass über die exakten Auswirkungen der Testluft-Verunreinigung bzw. über die Übertragbarkeit experimenteller Ergebnisse auf reale Flug-

bedingungen keine Gewissheit besteht. Eine genaue Untersuchung des Emissionsverhaltens von Vorverbrennungsvorheizern scheint in jedem Fall angeraten, um die damit gewonnenen experimentellen Daten auf reale Flugbedingungen übertragen zu können.

### 4.3 Beschreibung der Versuchsanlage

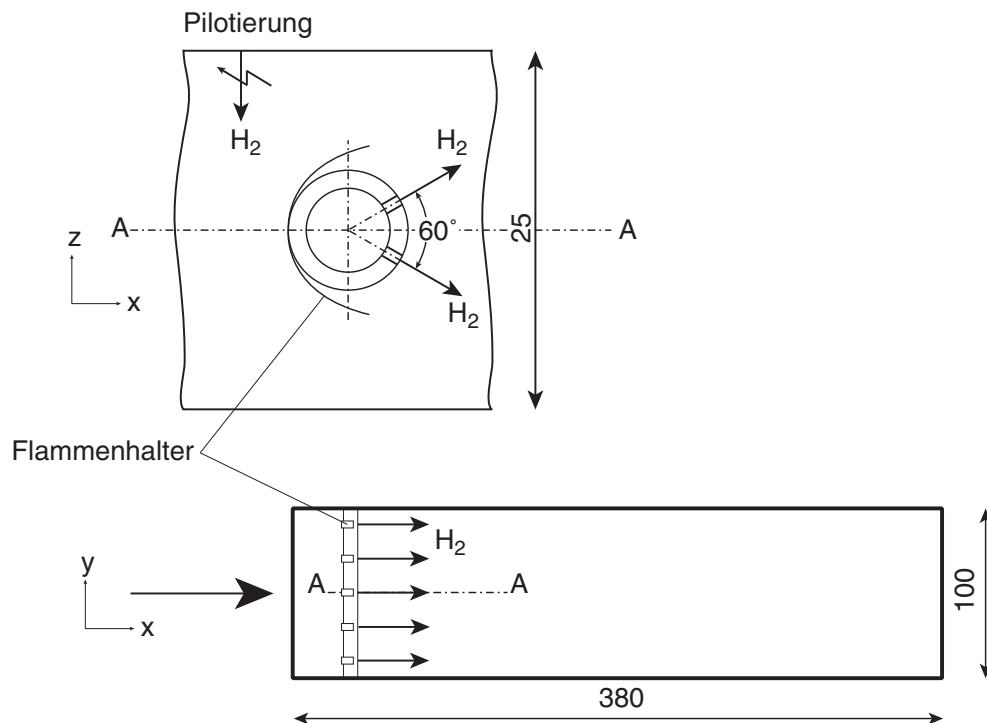
Um die Bedingungen am Brennkammereintritt eines SCRamjets im Überschallflug zu simulieren, wurde in den experimentellen Arbeiten der in Abbildung 13 skizzierte Versuchsaufbau verwendet.



**Abbildung 13:** Versuchsaufbau zur Simulation der Brennkammereintrittsbedingungen eines SCRamjets im Überschallflug



Der Überschallwindkanal wird von einer zentralen Druckluftanlage versorgt ( $T_0 = 298 \text{ K}$ ,  $p_{0,max} = 10 \text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{max} = 1,1 \text{ kg/s}$ ). Im Luftvorheizer kann die Totaltemperatur durch Verbrennung von Wasserstoff bis auf  $1400 \text{ K}$  erhöht werden. Der dabei entstehende Oxidatorverbrauch wird mit einer zusätzlichen Eindüsung von Sauerstoff etwa 100 hydraulische Durchmesser stromaufwärts des Eintritts in den Vorheizer ausgeglichen. Die Zumessung der erforderlichen Menge Wasserstoff und Sauerstoff erfolgt gemäß Abschnitt 3.2.3. In Abbildung 14 ist der Luftvorheizer detailliert dargestellt. Er besteht aus einem rechteckigen Kanal mit einem konstanten Querschnitt von  $100 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$  und einer Länge von  $380 \text{ mm}$ .

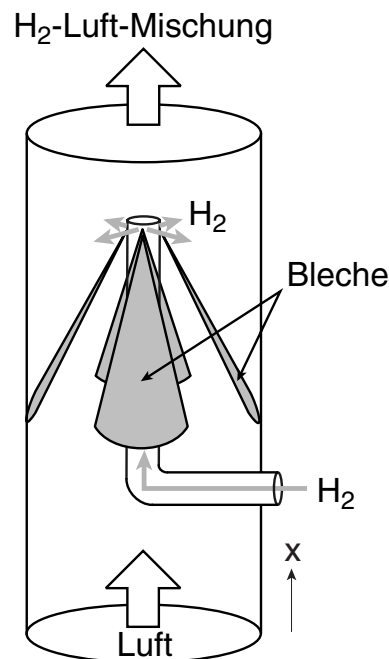


**Abbildung 14:** Flammenstabilisierung im Vorheizer

Am Eintritt in den Vorheizer ist quer zur Strömungsrichtung ein Rohr angebracht, über das Wasserstoff durch zehn kritisch durchströmte Öffnungen eingeblasen werden kann. Der Start des Luftvorwärmers erfolgt bei geringer Strömungsgeschwindigkeit der Testluft über eine Pilotflamme, die etwa  $15 \text{ mm}$  stromaufwärts der

Haupteinblasung über eine Funkenentladung gezündet wird. Nach erfolgtem Start wird die Reaktion an den Eindüsungsöffnungen an Flammenhaltern stabilisiert, und es kann auf eine Pilotierung verzichtet werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Untersuchung von Ausbrandeinflüssen auf das Zünd- und Brennverhalten verschiedener Injektoren in der Brennkammer der Vorheizer in zwei verschiedenen Moden betrieben. Dabei bezeichnet Modus 1 den Betriebszustand, bei dem der gesamte Brennstoff über das Rohr dem Vorheizer zugeführt wird. Es sind dabei keinerlei sekundäre Strömungen zur Unterstützung der Mischung wirksam. Etwa 700 mm stromaufwärts des Luftvorwärmers ist eine weitere Eindüsungsvorrichtung platziert. Hier erfolgt die Wasserstoffzufuhr im Bereich eines Wirbelgenerators (Abbildung 15), der über vier dreiecksförmige Bleche vier gegenläufig rotierende Wirbelpaare erzeugt.



**Abbildung 15:** Wirbelgenerator zur Einmischung des Wasserstoffs

Dadurch wird eine großskalige Verteilung und Einmischung des Wasserstoffs in die Luftströmung innerhalb weniger hydraulischer Durch-

messer erreicht. Die Menge des über die Vormischstrecke zugeführten Wasserstoffs kann wegen der Gefahr von Flammenrückschlägen lediglich bis zur Hälfte der zur Vorwärmung erforderlichen Gesamtmenge gesteigert werden. Dieser Betriebspunkt wird mit Modus 2 bezeichnet. Am Austritt des Vorheizers ist eine einseitig konturierte Lavaldüse befestigt, die ein Öffnungsverhältnis von 1,95 besitzt und die vorgewärmte Luft auf eine Machzahl von 2,1 beschleunigt. Um die thermische Belastung des Materials zu verringern, besitzen sowohl Vorheizer als auch Lavaldüse wassergekühlte Wände.

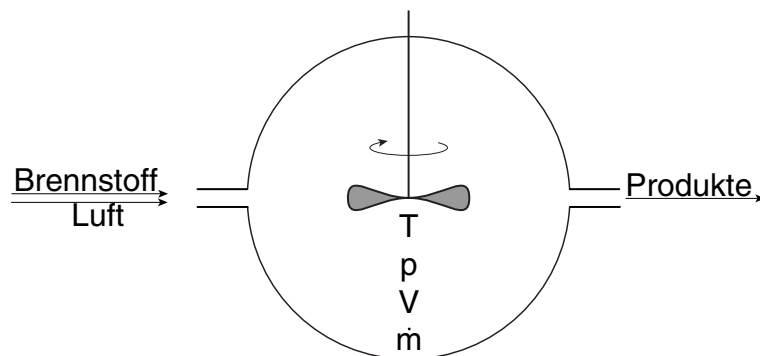
## 4.4 Reaktionskinetische Untersuchung des Vorheizers

In Abschnitt 4.2 konnte gezeigt werden, dass die Verwendung eines Verbrennungs-Vorheizers wegen möglicher Testluftverunreinigung Probleme bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse bereitet. Daher wurde der in der vorliegenden Arbeit verwendete Verbrennungs-Vorheizer hinsichtlich seines Ausbrandverhaltens und seiner Emissionen untersucht. Dabei wurden zunächst kinetische Grundlagenstudien mit Hilfe des Softwarepakets *CHEMKIN II* [KGS<sup>+</sup>92] durchgeführt. Es ist grundsätzlich zu beachten, dass die Höhe der Radikalkonzentrationen wesentlich von den Zündungs- und Mischvorgängen in der Vorbrennkammer abhängt, die mit dieser Studie nicht erfasst werden können. Allerdings kann eine Untergrenze für die Radikalkonzentration für den Fall unendlich schneller Mischung angegeben werden. Es ist wichtig anzumerken, dass die Radikalkonzentration bei geringer Mischungsintensität im Vorheizer wesentlich höhere Werte als die mit dieser Studie berechneten annehmen kann und somit die getroffene Aussage bezüglich des Zündverzugs in der Brennkammer als bestmöglicher Fall angesehen werden muss. Dagegen ist der aus diesen Untersuchungen berechnete Wassergehalt aufgrund der dazu im Verhältnis geringen Radikalkonzentrationen auch bei vorherrschenden Einflüssen von Mischvorgängen im Vorheizer auf die Reaktion repräsentativ für die real zu erwartenden

de Wasserkonzentration und kann für Abschätzungen seiner Wirkung auf die Zündung unter den in der Brennkammer herrschenden Temperaturen und Drücken herangezogen werden.

Für die Berechnung wurden die Module Vorheizer und Lavaldüse aus zwei Grundreakortypen aufgebaut, in denen zur Berechnung der Reaktion die Massen-, Spezies- und Energiebilanzen gelöst werden.

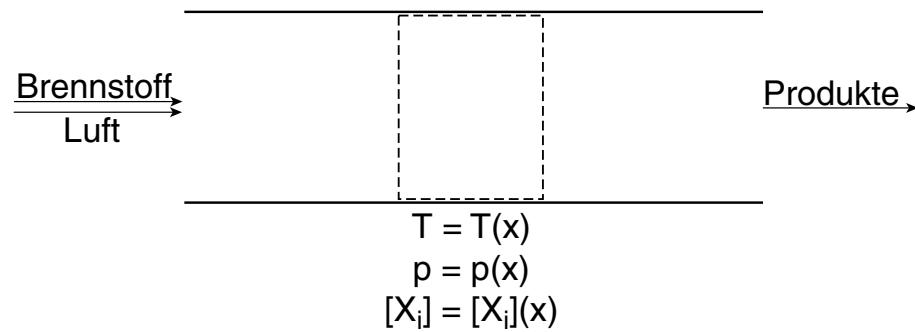
Dem PSR (Perfectly Stirred Reactor, idealer Rührreaktor, Abbildung 16) werden die Edukte laufend zugeführt und das Produktgemisch ständig entnommen. Die Durchmischung ist hierbei vollständig, d.h. die mit konstantem Massenstrom in den Rührkessel eintretenden Stoffe werden sofort mit dem gesamten Kesselinhalt mit konstanten Werten für Temperatur, Druck und Volumen perfekt durchmischt und nehmen dessen Temperatur an. Der Reaktor wird also homogen und stationär betrieben.



**Abbildung 16:** PSR, idealer Rührreaktor

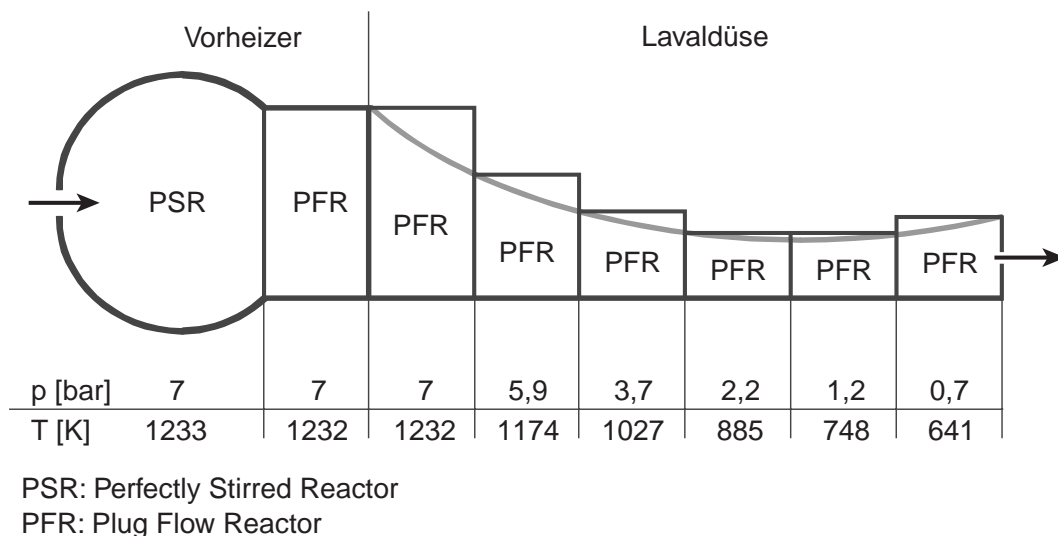
Der PFR (Plug Flow Reactor, idealer Kolbenströmungsreaktor, Abbildung 17) besteht aus einem Strömungskanal mit konstantem hydraulischen Durchmesser. Die Edukte werden dem Kanal kontinuierlich zugeführt und die umgesetzten Produkte am Ende entnommen. In der Strömung treten weder Durchmischung noch Transportvorgänge durch Diffusion auf, und es besteht kein Geschwindigkeitsgradient senkrecht zur Strömungsrichtung. Das Medium fließt wie ein

starrer Kolben durch den Kanal. Es handelt sich um einen inhomogenen, stationär betriebenen Reaktor, d.h. die Temperatur, der Druck und die Zusammensetzung des Reaktionsgemisches ändern sich mit dem Abstand von der Zulaufstelle  $x$ , bleiben aber in einem beliebigen differentiellen Volumenelement des Rohres zeitlich konstant.



**Abbildung 17:** PFR, idealer Kolbenströmungsreaktor

Das den Berechnungen zugrundeliegende sequentielle Reaktorsystem ist in Abbildung 18 dargestellt.



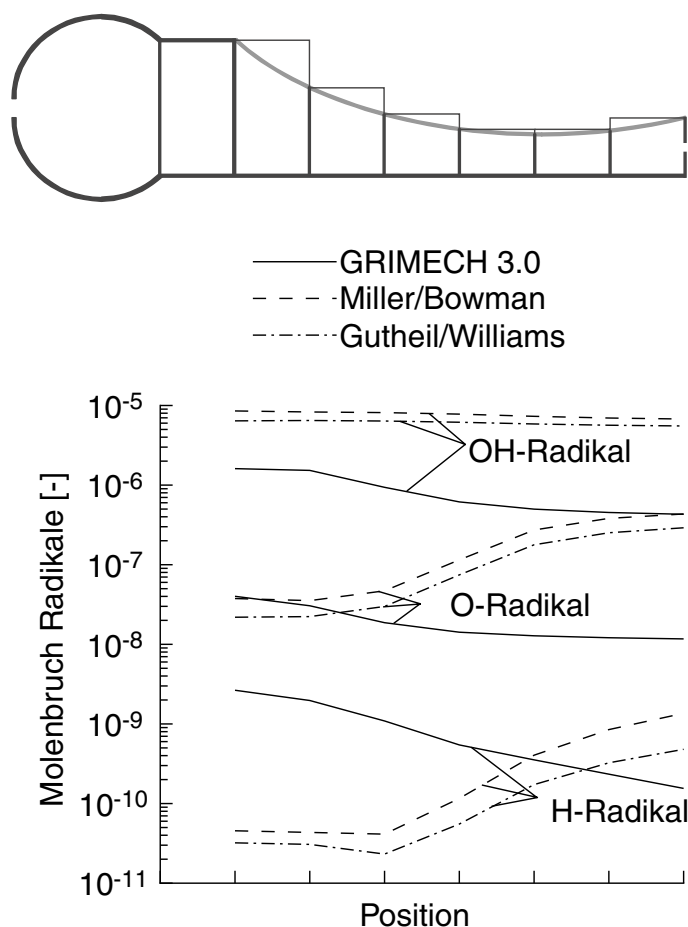
**Abbildung 18:** Reaktorsystem zur Modellierung von Vorheizer und Lavaldüse

Die Zündung des Gasgemisches und die Reaktion im Vorheizer wur-

den mittels einer Kombination von einem PSR mit einem PFR modelliert. Da aufgrund der Beschleunigung der Strömung in der Lavaldüse die statische Temperatur und der statische Druck stark abfallen, wurde zur Beschreibung der Reaktion eine Kette aus sechs PFR-Reaktoren gewählt. Der statische Druck und die statische Temperatur als Eintrittsbedingungen für die Reaktoren der Lavaldüse wurden mittels der thermodynamischen Grundgleichungen aus den Werten hergeleitet, die für die Reaktion in dem idealen Rührreaktor berechnet wurden. Da die verwendeten Reaktionsmechanismen dabei unterschiedliche Werte vorhersagten, sind unterhalb der Skizze die Mittelwerte angegeben.

Die bekannten Reaktionsschemata unterscheiden sich hinsichtlich des Satzes verwendeter Reaktionsgleichungen sowie der in den Arrheniusbeziehungen der Elementarreaktionen  $k(T) = AT^\beta \exp\left(-\frac{E_A}{R_m T}\right)$  verwendeten Werte für den Frequenzfaktor  $A$ , den Temperaturexponenten  $\beta$  und die Aktivierungsenergie  $E_A$ . Es wurden die in Abschnitt 4.1 genannten Reaktionsmechanismen untersucht und deren Ergebnisse miteinander verglichen (Abbildung 19). Da die Ergebnisse der PSR-Berechnung einige Größenordnungen über denen der übrigen Reaktoren liegen, wurden diese nicht in das Diagramm eingetragen. Die Skizze oberhalb des Diagramms zeigt die Zuordnung der berechneten Werte zum entsprechenden Reaktor.

Aus dem Verlauf der Radikalkonzentrationen in Vorheizer und Lavaldüse ist zu erkennen, dass die verschiedenen Mechanismen unterschiedlich sensitiv auf den Abfall der statischen Temperatur und des statischen Drucks in der Lavaldüse reagieren. Die Mechanismen nach Miller/Bowman und Gutheil/Williams berechnen bei allen Radikalen einen ähnlichen Verlauf und liefern im Wesentlichen auch vergleichbare Werte. *GRIMECH 3.0* dagegen sagt beim  $H$ - und beim  $O$ -Radikal einen zu den beiden anderen Mechanismen gegenläufigen Verlauf der Radikale im verwendeten Modell voraus. Auch weichen die Werte hier zum Teil deutlich von denen der beiden anderen Mechanismen ab. So liegt die von *GRIMECH 3.0* berechnete Endkonzentration der  $O$ -Moleküle um den Faktor 37 bzw. 25 niedriger als die der Mecha-



**Abbildung 19:** Radikalkonzentration in Vorheizern und Lavaldüse

nismen von Miller/Bowman bzw. Gutheil/Williams. Bei der Endkonzentration des  $H$ -Moleküls beträgt der Faktor 9 bzw. 3 im Vergleich zur Berechnung nach Miller/Bowman bzw. Gutheil/Williams. Bei der Anfangskonzentration berechnet *GRIMECH 3.0* einen um den Faktor 58 bzw. 83 höheren Wert als der Mechanismus von Miller/Bowman bzw. Gutheil/Williams. Beim  $OH$ -Molekül ist die Tendenz der Radikalkonzentration in Vorheizern und Lavaldüse für alle Mechanismen gleich, wobei der von *GRIMECH 3.0* berechnete Endwert um den Faktor 16 bzw. 13 niedriger liegt als der von Miller/Bowman bzw. Gutheil/Williams. Trotz der beschriebenen Differenzen im Verlauf und Absolutwert der betrachteten Moleküle, sagen die Mechanismen voraus, dass am Austritt der Lavaldüse eine  $O$ -

und  $OH$ -Radikalkonzentration im  $ppm$ -Bereich zu erwarten ist, während nur Spuren von  $H$ -Radikalen vorliegen.

Um überprüfen zu können, inwieweit Abweichungen der Gaszusammensetzung im thermodynamischen Gleichgewicht von der in den Reaktoren berechneten Zusammensetzung existieren, wurde für die Kolbenströmungsreaktoren der Gleichgewichtszustand der Gasmischung bestimmt, die bei Eintritt der Strömung in den Reaktor vorliegt. Für Temperatur und Druck wurden dabei die Mittelwerte eingesetzt, die in Abbildung 18 angegeben sind. In Abbildung 20 sind die Ergebnisse der Vergleichsrechnung gezeigt (vgl. Abbildung 19). Die Gleichgewichtskonzentrationen der betrachteten Moleküle liegen in den ersten drei Kolbenströmungsreaktoren aufgrund der hier auftretenden hohen Temperatur in der Nähe der Konzentrationswerte in der Strömung. Beim  $OH$ -Molekül liegt sie in diesem Bereich über der mittels *GRIMECH 3.0* berechneten Konzentration. Dies ist darauf zurückzuführen, dass *GRIMECH 3.0* ein niedrigeres Temperaturniveau voraussagt als die beiden anderen Mechanismen und dass aufgrund des Wasserstoffgehalts in der Gasmischung bei der Berechnung der Gleichgewichtskonzentration ein Temperaturanstieg stattfindet, während die Temperatur in dem Kolbenströmungsreaktor konstant gehalten wird. Mit sinkender Temperatur nimmt die Gleichgewichtskonzentration der betrachteten Moleküle aufgrund Radikalenrekombination über mehrere Größenordnungen ab. Daraus ist ersichtlich, dass die in der Lavaldüse auftretenden Konzentrationen der betrachteten Radikale bei zunehmender Geschwindigkeit weit oberhalb des thermodynamischen Gleichgewichts liegen.

Wie bereits erwähnt, kann aus diesen Rechnungen keine direkte Aussage über den wahren Radikalegehalt beim Eintritt in die Brennkammer abgeleitet werden. Gleichwohl liefern die Simulationen Hinweise darauf, dass sehr niedrige Radikalkonzentrationen erreichbar sind, wenn das Ausbrandverhalten des Vorheizers optimiert wird.



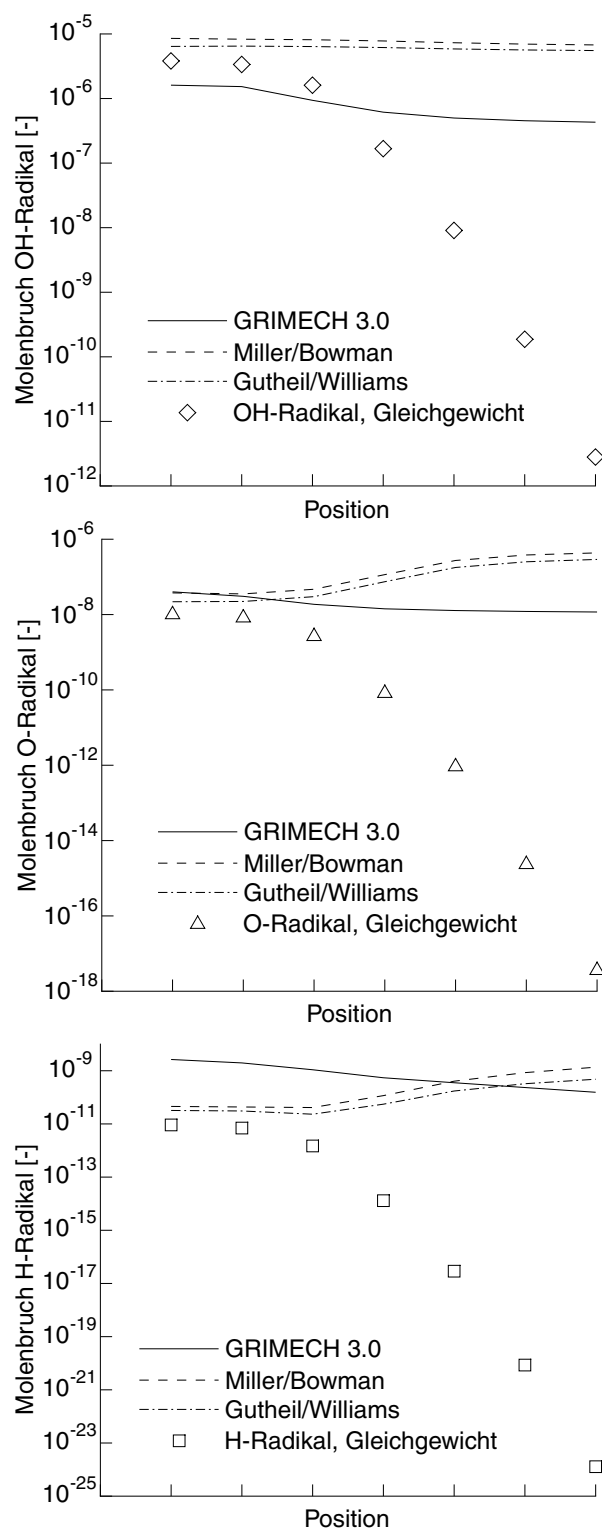
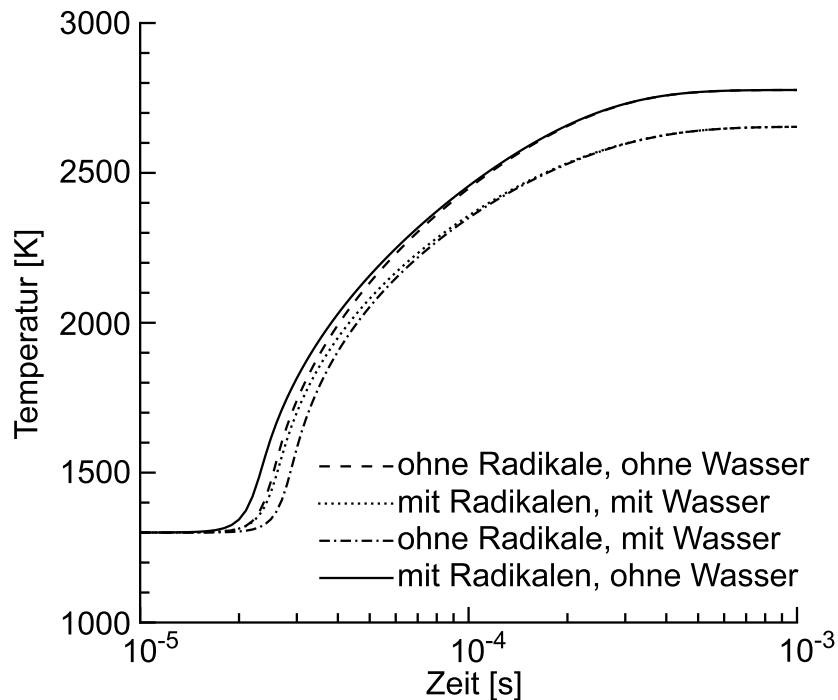


Abbildung 20: Ergebnisse der Vergleichsrechnungen

In einem weiteren Schritt wurden Selbstzündvorgänge in einem Konstantdruckreaktor bei 1 *bar* und einem Äquivalenzverhältnis von  $\phi = 1$  sowie einer Starttemperatur von 1300 *K* studiert. Dabei wurde im Sinne einer „worst-case“-Abschätzung der Mechanismus nach Miller/Bowman verwendet, da dieser stets die höchsten Radikalkonzentrationen lieferte. Es wurden folgende Fälle miteinander verglichen:

- kein Wasser, keine Radikale (elektrische Vorheizung)
- nur Wasser aus der Vorverbrennung (hypothetischer Fall)
- nur Radikale aus der Vorverbrennung (hypothetischer Fall)
- Wasser und Radikale aus der Vorverbrennung (perfekte Wasserstoffvorverbrennung)

Abbildung 21 zeigt den zeitlichen Temperaturverlauf während der Selbstzündung. Es ist zu erkennen, dass selbst Radikalkonzentrationen im *ppm*-Bereich die Zündung erkennbar beschleunigen, wenn nicht gleichzeitig der Wassergehalt mit berücksichtigt wird. Wasser verzögert die Zündung dagegen erwartungsgemäß. Interessanterweise kompensieren sich beide Effekte fast vollständig. Dies wird deutlich, wenn man nur den Beginn des Temperaturanstiegs vergleicht. Aufgrund der höheren Wärmekapazität der Testluft mit Wassergehalt ist die Gleichgewichtstemperatur in den beiden Fällen trockener Luft höher. Auf der Basis dieser Ergebnisse kann gefolgert werden, dass Versuche mit wasserstoffbetriebenen Vorheizern durchaus repräsentativ sein können, wenn sichergestellt werden kann, dass schon vor der Beschleunigung der Abgase der Gleichgewichtszustand erreicht wird.



**Abbildung 21:** Zeitlicher Temperaturverlauf einer reagierenden stöchiometrischen Wasserstoff-Luft-Mischung,  $T = 1300\text{ K}$ ,  $p = 1\text{ bar}$

## 4.5 Modellierung des Mischvorgangs nach [Lyu03]

Um die Auswirkung der Vermischung von Brennstoff und Luft in der Lavaldüse auf die Radikalenbildung und deren Einfluss auf die Zündung in der Brennkammer zu untersuchen, wurde von Lyubar [Lyu03] ein Modell entwickelt, das auf dem Softwarepaket von *CHEMKIN II* basiert. Dabei wird der Strömung in der Lavaldüse kontinuierlich das Abgas eines fett betriebenen Gleichgewichtsreaktors unter Variation der Mischungsrate<sup>10</sup> zur Nachverbrennung zugeführt und die Abhängigkeit der Radikalenbildung von der Zumi-

<sup>10</sup>Als Mischungsrate wird das Verhältnis aus der Aufenthaltszeit der Gasmischung in der Lavaldüse  $t_{res}$  zu der für eine vollständige Mischung benötigten Zeit  $t_{mix}$  definiert. Dabei hängt  $t_{res}$  von der Strömungstemperatur und dem Fortschritt der Reaktion in der Düse ab. Mit abnehmender Mischungsrate steigt die für die Mischung benötigte Zeit.

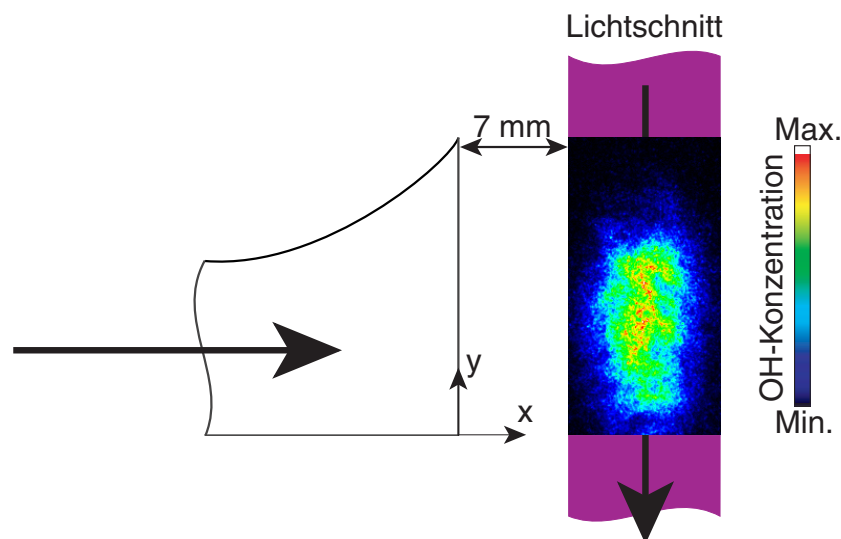
schung untersucht. Das Ergebnis zeigt, dass nach jeder differentiellen Zumischung des Abgases aus dem Gleichgewichtsreaktor in die Hauptströmung die Radikale sehr schnell abgebaut werden. Am Austritt aus der Lavaldüse können somit nur dann erhöhte Radikalkonzentrationen vorliegen, wenn die Reaktion noch nicht abgeschlossen ist. Dies ist dann der Fall, wenn brennstoffreiche Strahlen oder Zellen bis in die Brennkammer gelangen und dort aufgrund der Radikalenbildung und des über den Strömungsquerschnitt heterogenen Temperaturprofils mit hohen Maximalwerten im Bereich der noch nicht abgeschlossenen Reaktion zu einer Zündungsbeschleunigung führen. Lyubar postuliert, dass der Zündverzug alleine durch die Zugabe geringer Konzentrationen von Radikalen dramatisch gesenkt werden kann, während der Wasserdampf einen nur moderaten verzögernden Einfluss auf die Zündung hat.

## 4.6 Experimentelle Untersuchung des Vorheizers

Um das Ausbrandverhalten des verwendeten Vorheizers experimentell zu untersuchen, wurden Messungen mittels laserinduzierter Fluoreszenz 7 mm oberhalb des Strömungsausstritts aus der Lavaldüse bei einer Totaltemperatur von 900 K bzw. 1300 K durchgeführt. Die physikalischen Vorgänge, die bei diesem Messverfahren auftreten, und der verwendete Versuchsaufbau sind in Abschnitt 3.1.4 beschrieben. Der Einfluss der Voreinmischung wurde dabei über die Eindüsung eines Teils des zur Vorwärmung erforderlichen Wasserstoffs im Bereich eines Wirbelgenerators stromaufwärts des Vorheizers untersucht. In Abschnitt 4.3 sind Details zur Ausführung und Anordnung der Voreinmischung angegeben.

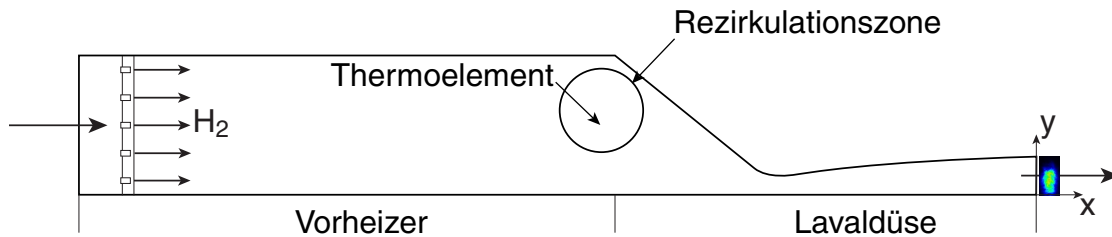
### 4.6.1 Vorheizbetrieb ohne Voreinmischung – Modus 1

In diesem Betriebsmodus findet die Zufuhr des zur Vorwärmung verwendeten Wasserstoffmassenstroms unmittelbar im Bereich der Zündung statt, und die Gesamtstrecke bis zum Eintritt in die Brennkammer beträgt  $680\text{ mm}$ . Da in diesem Betriebsmodus keine Mischungsfördernden Einrichtungen wirksam sind, bilden sich im Vorheiz über den Eindüsungsöffnungen diffusive Flammen aus, die den Brennstoff in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht vollständig umsetzen können. In Abbildung 22 ist das Ergebnis beim Betrieb des Vorheizers in Modus 1 bei einer Totaltemperatur von  $1300\text{ K}$  und einem Totaldruck von  $7,5\text{ bar}$  dargestellt. Zu erkennen ist ein deutliches Signal, das sich zwar mit der eingesetzten Messmethode nicht quantifizieren lässt, aber aufgrund der Detektionsgrenze des eingesetzten Verfahrens auf eine Konzentration der  $OH$ -Moleküle weit über dem  $ppm$ -Bereich schließen lässt. Aus den oben beschriebenen kinetischen Rechnungen geht hervor, dass unter diesen Versuchsbedingungen eine Beeinflussung der Reaktion in der Brennkammer zu erwarten ist.



**Abbildung 22:** Fluoreszenzsignal am Austritt aus der Lavaldüse, Modus 1,  $T_0 = 1300\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

Aus Abbildung 22 ist außerdem ersichtlich, dass das Signal in Bezug zur Mittellinie des Lavaldüsen–Austrittsquerschnitts nach rechts verschoben ist. Diese Erscheinung ist mit der Konstruktion von Vorheizer und Lavaldüse zu erklären, welche mittels der maßstäblichen Skizze in Abbildung 23 veranschaulicht werden soll.



**Abbildung 23:** Konstruktion von Vorheizer und Lavaldüse

Der Wasserstoff wird der Luftströmung über ein mit Flammenhaltern versehenes Rohr zugeführt. Die einseitige Konturierung der Lavaldüse bewirkt, dass sich beim Übergang vom Vorheizer in den konvergenten Teil der Düse ein Wirbel bildet, der zu einer zusätzlichen Vermischung von Brennstoff und Luft aufgrund der Turbulenz und der verlängerten Aufenthaltszeit in diesem Bereich führt. Die Reaktion kann in diesem Bereich abgeschlossen werden, und wegen der abfallenden Temperatur in der Düse rekombinieren Zwischenprodukte aus der Reaktion. Im Gegensatz dazu kann der Wasserstoff im Teilstrom entlang der unkonturierten Wand wegen fehlender Durchmischung mit der Luft und vergleichsweise kurzer Aufenthaltszeit vor Eintritt in die Lavaldüse nicht vollständig umgesetzt werden. Durch die Beschleunigung kommt es zu einer geringeren Reaktionsrate, und am Austritt der Lavaldüse liegt noch reagierendes Gemisch vor, das zur Fluoreszenz führt. Offensichtlich findet in der Düse kaum lateraler Transport statt, der zu einer homogenen Vermischung der Teilstrome führen würde.

Aus Abbildung 23 ist erkennbar, dass ein Teil des Wasserstoffs, der durch die turbulente Mischung bestimmt wird, in den Bereich der Rezirkulationszone gelangt. Hier wird er vollständig umgesetzt, während der verbleibende Brennstoff zur Emission der  $OH$ -Moleküle

aus der Lavaldüse führt. Unter der Annahme mäßiger Mischung des Brennstoffs aus dem Teilstrom an der unkonturierten Wand mit der Luft bedeutet dies, dass die im Bereich des Wirbels gemessene Temperatur der Gleichgewichtstemperatur des hier vorliegenden Gemisches entspricht.

Die LIF-Messung in Betriebsmodus 1 wurde ebenfalls bei einer Totaltemperatur von 900 K durchgeführt. Hierbei konnte kein Signal am Austritt der Lavaldüse detektiert werden, was die Schlussfolgerungen nahe legt, dass die Länge der diffusiven Flamme unter diesen Umständen deutlich kleiner ist, und dass die Radikalenrekombination in der Lavaldüse bei niedrigerer Temperatur vermehrt stattfindet. Die Rezirkulationszone im Übergangsbereich von Vorheizer in die Lavaldüse hat in diesem Fall keine Auswirkung auf den Abschluss der Reaktion.

#### 4.6.2 Vorheizerbetrieb mit Voreinmischung – Modus 2

Der zur Vorheizung benötigte Wasserstoff wurde in Modus 2 jeweils zur Hälfte im Bereich des Wirbelgenerators und im Vorheizer zugeführt. Eine Grobmischung mit der Luft wird auf diese Weise bereits vor dem Eintritt in den Vorheizer sichergestellt, und es wird eine teilvorgemischte Wasserstoffflamme erzeugt, die durch den Injektor in der Brennkammer nur noch pilotiert wird. Gemessen wurde wie in Abschnitt 4.6.1 mittels laserinduzierter Fluoreszenz bei den Totaltemperaturen von 1300 K und 900 K. Die Gesamtmasenströme an Brennstoff waren in beiden Fällen identisch zu den in Modus 1 erforderlichen, was die These stützt, dass in Modus 1 im Bereich der Rezirkulationszone dasselbe Mischungsverhältnis vorliegt wie in Modus 2 über den gesamten Querschnitt und dass der Brennstoff hier vollständig umgesetzt werden kann. Es konnte bei beiden Temperaturniveaus kein Signal am Austritt der Lavaldüse gemessen werden. Wegen der Detektionsgrenze des eingesetzten Messverfahrens (vgl. Abschnitt 3.1.4) bedeutet dies, dass die Konzentration des OH-Radikals unterhalb des ppm-Bereichs liegt.

Inwieweit Radikale in dieser Konzentration eine zündungsbeschleunigende Wirkung besitzen, hängt in bedeutendem Maße von der untersuchten Injektor- und Brennkammerkonfiguration ab. In Abschnitt 5 werden zwei unterschiedliche Injektoren beschrieben und hinsichtlich deren Sensitivität auf die Testluftverunreinigung beschrieben.

Abschließend sei angemerkt, dass bei Verwendung von Vorverbrennungs-Vorheizern zur Simulation eines Hyperschallflugs das inhärente Problem potenzieller Einflüsse des Abgases auf das Messergebnis besteht. Dies bedeutet, dass Brennkammer- und Injektorkonzepte ohne detaillierte Analyse der Testluftzusammensetzung nicht auf ihr Verhalten unter realen Flugbedingungen untersucht, und dass die experimentellen Daten nicht unmittelbar zur Validierung numerischer Ergebnisse verwendet werden können.

Ein möglicher Lösungsansatz, wie er im Rahmen der in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Untersuchungen eingeschlagen wurde, besteht darin, durch konstruktive Maßnahmen den Ausbrand des Vorheizers bis zum Erreichen nicht nachweisbarer Radikalkonzentrationen zu optimieren. Es konnte gezeigt werden, dass die Reaktion innerhalb des verwendeten Vorheizers durch die Mischung von Brennstoff und Luft limitiert ist. Erst nachdem es gelang, diese vor Eintritt in die Lavaldüse abzuschließen, konnte die Emission von  $OH$ -Molekülen unter die Nachweisgrenze des eingesetzten Messverfahrens gesenkt werden. In diesem Fall enthält die Testluft allerdings Wasserdampf, der eigenen reaktionskinetischen Untersuchungen zufolge im Betriebsbereich der Versuchsanlage einen mäßigen verzögernden Einfluss auf die Zündung ausübt.

Eine andere Möglichkeit bietet die Messung der Produkte und Zwischenprodukte aus der Reaktion und deren Berücksichtigung in den numerischen Untersuchungen. Einerseits könnten damit Validierungsarbeiten für numerische Codes durchgeführt und andererseits durch Vergleich von Rechnungen mit und ohne Kontamination theoretisch sämtliche Einflüsse quantifiziert und bei der Auswertung experimenteller Daten berücksichtigt werden. Problematisch hierbei



ist, dass sich insbesondere die quantitative Messung mittels laser-induzierter Fluoreszenz als sehr schwierig erweist (vgl. Abschnitt 3.1.4) und dass neben der räumlichen Verteilung auch die zeitlichen Fluktuationen in Form von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (Probability Density Functions, PFD's) erfasst werden müssten, was aufwändige und kostspielige Messreihen erfordern würde. Ferner wurde in den oben beschriebenen reaktionskinetischen Untersuchungen gezeigt, dass der Verlauf der Reaktion eine zum Teil starke Abhängigkeit vom verwendeten Mechanismus aufweist, so dass selbst bei genauer Kenntnis der Testluftzusammensetzung eine genaue Erfassung der daraus resultierenden Einflüsse nicht zu erwarten ist.

## 5 Betriebsverhalten strebenförmiger Injektoren

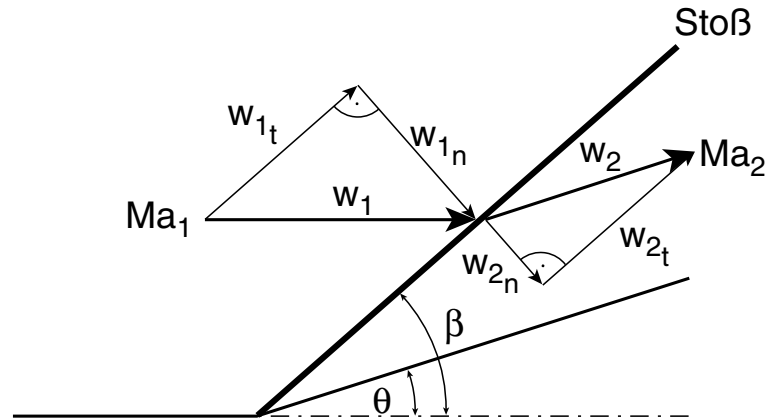
Ein Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist die Konzeption eines effizient arbeitenden Injektors. In diesem Abschnitt werden nach kurzer Erläuterung der Theorie zu Überschallströmungen die strebenförmigen Injektoren aus der dritten Phase des Sonderforschungsbereichs 255 beschrieben, die unterschiedlich stark ausgeprägte Merkmale zur Flammenstabilisierung aufweisen. Anschließend wird unter Variation des Vorheizerausbrands der Einfluss von Reaktionszwischenprodukten auf das Betriebsverhalten dieser Injektoren untersucht und nach einer detaillierten experimentellen Betrachtung des Strömungsfeldes mit und ohne Reaktion eine kritische Bewertung deren Tauglichkeit für den Einsatz in einer Überschallbrennkammer vorgenommen. Eine besondere Rolle spielen dabei die Höhe der von den Injektoren verursachten Totaldruckverluste und die Gewährleistung eines bezüglich Flugmachzahl breitbandigen Arbeitsbereichs.

### 5.1 Theorie zu Überschallströmungen

In diesem Abschnitt wird nur insoweit auf die Besonderheiten von Überschallströmungen eingegangen, wie es für das Verständnis der in dieser Arbeit beschriebenen Strömungsformen erforderlich ist. Für weiterführende Literatur sei auf [Abr58], [And90], [Eck61] und [Sch63] verwiesen.

Wird eine Überschallströmung mit der Machzahl  $Ma_1$  durch einen rampenförmigen Einlauf mit dem Winkel  $\theta$  umgelenkt, bildet sich unter dem Winkel  $\beta$  ein Stoß aus. In Abbildung 24 sind die geometrischen Zusammenhänge zwischen Umlenkwinkel und Stoßwinkel sowie zwischen den Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß  $w_1$  bzw.  $w_2$  gezeigt. Die Strömungsgeschwindigkeiten  $w_1$  bzw.  $w_2$  lassen sich jeweils in einen Anteil normal ( $w_{1_n}$  bzw.  $w_{2_n}$ ) und tangential ( $w_{1_t}$  bzw.  $w_{2_t}$ ) zur Lage des Stoßes zerlegen, welche aus den entsprechenden

Winkelfunktionen berechnet werden können.



**Abbildung 24:** Umlenkwinkel und Stoßwinkel bei Auftreffen einer Überschallströmung auf einen rampenförmigen Einlauf

Der Betrag der Tangentialgeschwindigkeit ändert sich über einen schrägen Stoß nicht.

$$w_{1t} = w_{2t} \quad (26)$$

Der Betrag der Normalgeschwindigkeit vor einem Stoß  $w_{1n}$  ist stets größer als die lokale Schallgeschwindigkeit  $a$ , der Betrag der Normalgeschwindigkeit nach dem Stoß  $w_{2n}$  kleiner.

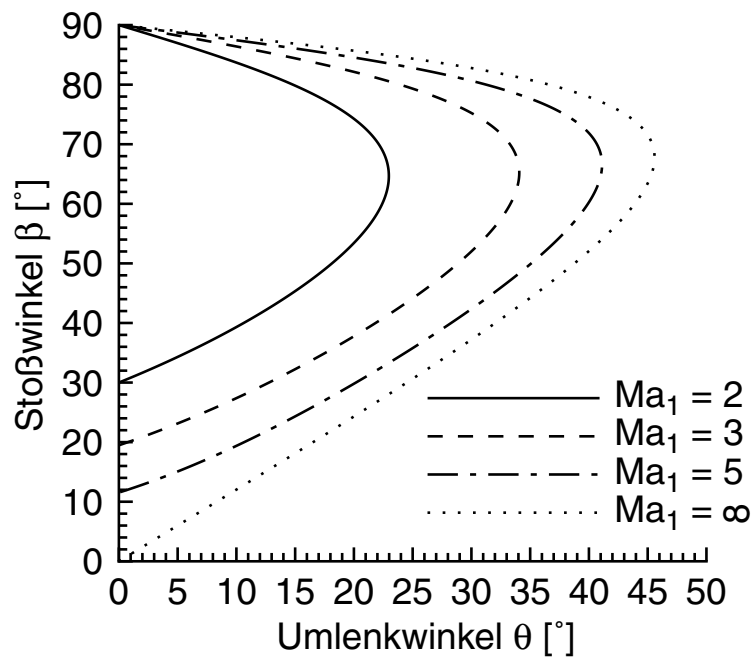
$$w_{1n} > a \quad (27)$$

$$w_{2n} < a \quad (28)$$

Der Zusammenhang für die beiden Winkel in Abhängigkeit von Machzahl  $Ma_1$  und Medium lautet [And90]:

$$\tan \theta = 2 \cot \beta \left[ \frac{Ma_1^2 \sin^2 \beta - 1}{Ma_1^2 (\kappa + \cos 2\beta) + 2} \right]. \quad (29)$$

Die Beziehung aus Gleichung 29 ist in Abbildung 25 in Abhängigkeit von der Anströmmachzahl  $Ma_1$  gezeigt. Zu erkennen ist, dass bei einer festen Machzahl zu jedem Umlenkwinkel  $\theta$  zwei mögliche Stoßwinkel  $\beta$  existieren, wobei der größere dem sog. starken Stoß und der kleinere dem sog. schwachen Stoß zugeordnet wird. Während die Machzahl  $Ma_2$  hinter dem starken Stoß kleiner als eins ist, bleibt die Strömung nach dem schwachen Stoß im Überschallbereich.



**Abbildung 25:** Zusammenhang zwischen Umlenkwinkel und Stoßwinkel bei unterschiedlichen Anströmmachzahlen

Üblicherweise tritt der schwache Stoß auf, allerdings kann es bei steigendem Gegendruck zum starken Stoß kommen. Zu jeder Machzahl  $Ma_1$  gibt es einen maximalen Umlenkwinkel, oberhalb dessen keine Lösung für einen schrägen Stoß möglich ist. In diesem Fall kommt es zu einem abgehobenen gebogenen Stoß. Die Stoßstärke nimmt mit steigender Normalkomponente der Machzahl vor dem Stoß  $Ma_{n_1}$ , z.B. durch einen vergrößerten Stoßwinkel  $\beta$  bei konstanter Anströmmachzahl  $Ma_1$  oder durch eine gestiegene Machzahl  $Ma_1$  bei konstantem Umlenkwinkel  $\theta$ , zu. In letzterem Fall nimmt zwar der Stoßwinkel  $\beta$  ab, was zu einer Verringerung von  $Ma_{n_1}$  führt,

aber das Anwachsen von  $Ma_{n_1}$  durch die gestiegene Machzahl  $Ma_1$  überkompensiert diesen Effekt.

Über einen Stoß steigen Druck und Temperatur an, während ein Abfall im Totaldruck auftritt, und die Totaltemperatur konstant bleibt.

Es gilt für das Verhältnis der statischen Drücke:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (Ma_{n_1}^2 - 1) \quad (30)$$

und für das Verhältnis der statischen Temperaturen:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[ \frac{1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} [Ma_{n_1}^2 - 1]}{\frac{(\kappa+1)Ma_{n_1}^2}{(\kappa-1)Ma_{n_1}^2 + 2}} \right] \quad (31)$$

mit

$$Ma_{n_1} = Ma_1 \sin \beta. \quad (32)$$

Trifft ein schräger Stoß auf einer festen Wand auf, kommt es zur Reflexion des einfallenden Stoßes und zur Strömungsumlenkung parallel zur stoßreflektierenden Wand. Der dabei auftretende Stoßwinkel erfüllt die Beziehung aus Gleichung 29.

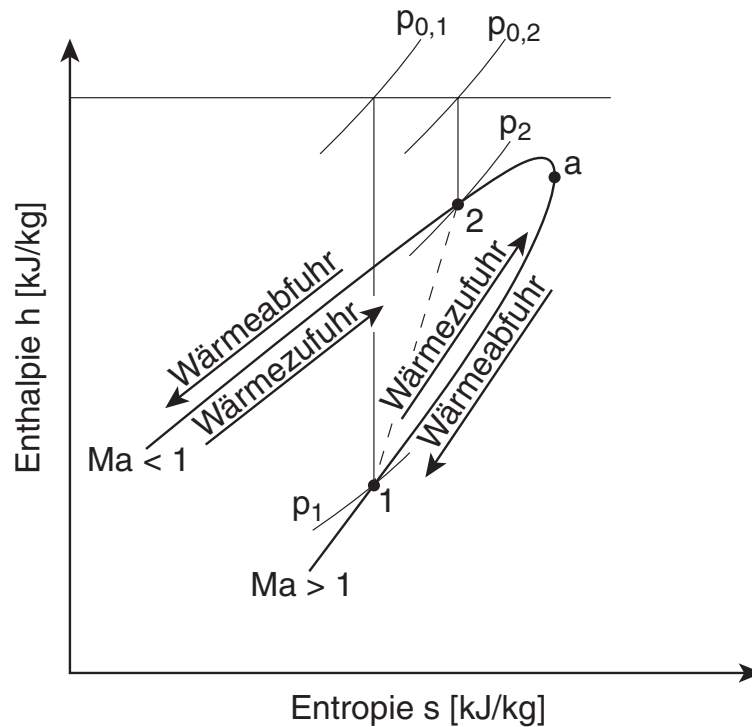
Einen Sonderfall stellt ein Stoß mit einem Stoßwinkel  $\beta$  von  $90^\circ$  dar. Da in diesem Fall keine tangentielle Geschwindigkeitskomponente auftritt, folgt aus Gleichung 28, dass die Machzahl nach einem senkrechten Stoß  $Ma_2$  stets kleiner als eins ist. Es gilt:

$$Ma_2 = \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2}{\kappa Ma_1^2 - \frac{\kappa-1}{2}}}. \quad (33)$$

Das Totaldruckverhältnis  $\epsilon$  über einen senkrechten Stoß errechnet sich zu [And90]:

$$\epsilon = \frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{1 + \kappa Ma_1^2}{1 + \kappa Ma_2^2} \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (34)$$

Die in Abbildung 26 gezeigte Rayleigh-Kurve stellt die möglichen Zustandsbedingungen für eine eindimensionale Strömung bei gegebener Massenstromdichte bei Wärmezu- bzw. abfuhr dar.



**Abbildung 26:** Rayleigh-Kurve

Der obere Ast der Kurve kennzeichnet dabei die Unterschallströmung, der untere die Überschallströmung. Der mit  $a$  bezeichnete Punkt entspricht sonischer Strömung und maximaler Entropie. Bei Wärmezufuhr nähert sich sowohl eine Überschall- als auch eine Unterschallströmung einer sonischen an. Es ist aus dem Diagramm zu erkennen, dass ein maximaler Wert für die zuführbare Wärmezufuhr existiert, mit dessen Erreichen die Strömung thermisch blockiert ist. Bei weiterer Erhöhung der Wärmemenge kommt es in einer Überschallströmung zu einer schlagartigen Anpassung der Zustandsbedingungen stromaufwärts, was zu einer Veränderung der Massenstromdichte führt. In einer Unterschallströmung führt die Überschreitung der maximal zuführbaren Wärmemenge über sich stromaufwärts ausbreitende Druckwellen ebenfalls zu einer Veränderung

der Zustandsbedingungen und damit der Massenstromdichte. Eine Beschleunigung auf Überschallgeschwindigkeit ist durch eine Wärmezufuhr nicht möglich. In Abbildung 26 ist ferner die Zustandsänderung über einen senkrechten Stoß von Punkt 1 zu Punkt 2 eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass dabei die Entropie  $s$  und der statische Druck in der Strömung zunehmen, während ein Totaldruckverlust auftritt. Die Massenstromdichte bleibt unverändert.

## 5.2 Injektorgeometrien

In den experimentellen Arbeiten der vierten Phase des Sonderforschungsbereichs 255 wurden zunächst zwei Injektoren untersucht, die bereits in der vorangegangenen Phase Gegenstand der Arbeiten von Grünig in [Grü99] waren. Im Folgenden werden ihre Hauptabmessungen, ihre Orientierung in der Strömung und ihre flammenstabilisierenden Mechanismen beschrieben. Die Eindüsung des Brennstoffs erfolgt über eine kritische Durchströmung der entsprechenden Austrittsquerschnitte der Injektoren, und der Massenstrom wird gemäß Abschnitt 3.2.3 berechnet.

### 5.2.1 Keil-Injektor

Der Querschnitt des Keil-Injektors (Abbildung 27) wurde von *Pylon A* aus [GAM00] und [Grü99] abgeleitet. Er besitzt einen Winkel von  $45^\circ$  an seiner Profilverdickung und einen Winkel von  $90^\circ$  an seiner Hinterkante. Aus Gleichung 29 kann bei einer Anströmmachzahl von 2,1 der maximale Umlenkwinkel, oberhalb dessen es zu einem abgehobenen gebogenen Stoß kommt, zu  $24,6^\circ$  berechnet werden, was einem Keilwinkel von  $49,2^\circ$  entspricht. Dieser Injektor induziert einen schrägen, an der Vorderkante anliegenden Verdichtungsstoß. In der vorliegenden Arbeit wurde die Orientierung des Injektors in der Strömung um  $90^\circ$  gedreht und seine Länge auf die gesamte Tiefe von  $25\text{ mm}$  des Strömungskanals ausgedehnt. Ein Nebenziel war, mit den beschriebenen Veränderungen eine für die numerischen Ar-

beiten möglichst einfache quasi-zweidimensionale Konfiguration zu schaffen, die zu Validierungszwecken verwendet werden konnte. Der Wasserstoff wurde beidseitig über jeweils drei Öffnungen mit einem Durchmesser von  $0,3\text{ mm}$  und einem Abstand von  $2\text{ mm}$  zueinander senkrecht zur Hauptströmung eingeblasen.

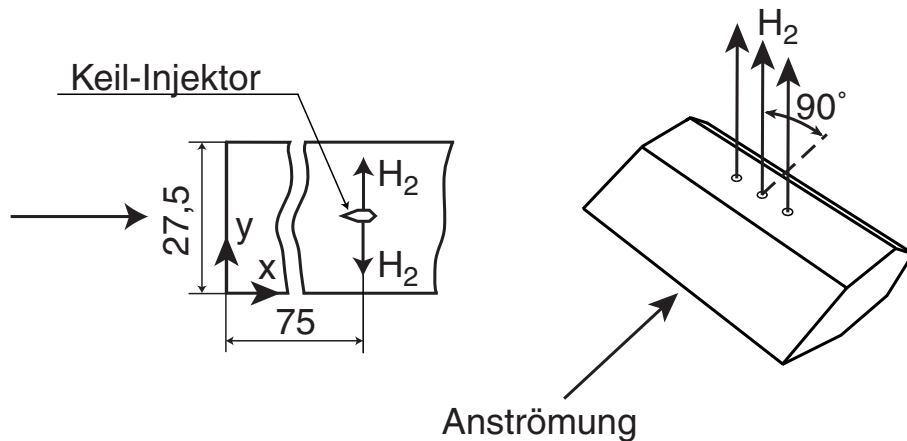


Abbildung 27: Keil-Injektor

### 5.2.2 Pylon-Injektor

Der Pylon-Injektor (Abbildung 28) wurde unverändert aus [GAM00] und [Grü99] übernommen. Im Gegensatz zu dem Keil-Injektor besitzt dieser eine rampenförmige Struktur an seinen Flanken, über die der Brennstoff eingeblasen wird und die dessen Vermischung mit der Luftströmung begünstigen.

Der Winkel an der Profilverkante des Injektors beträgt  $60^\circ$ , womit der maximale Umlenkwinkel der Strömung von  $24,6^\circ$  (Gleichung 29) überschritten wird. Als Folge bildet sich ein abgehobener, gebogener Stoß an der Vorderkante aus, der wegen der größeren Normalkomponente der Anströmmachzahl  $Ma_{n_1}$  stärkere Verluste verursacht als ein anliegender, schräger Verdichtungsstoß (vgl. Abschnitt 5.1). Die Einblasung erfolgt in einem Winkel von  $30^\circ$  zur Hauptströmung. Im Vergleich zu der schlanken Konstruktion des Keil-Injektors weist der Pylon-Injektor einen sehr viel massiveren Querschnitt auf.



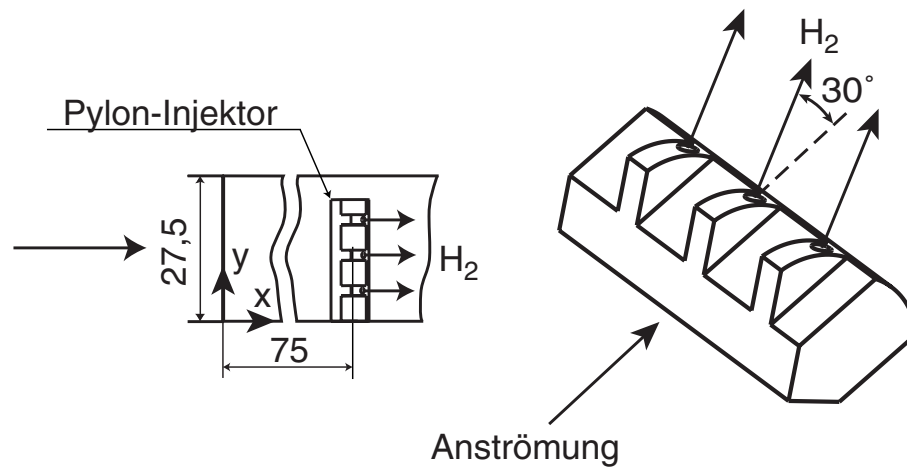


Abbildung 28: Pylon-Injektor

### 5.3 Brennkammer

Zur Untersuchung von Keil- und Pylon-Injektor wurde die Brennkammer mit der in der dritten Phase des Sonderforschungsbereiches 255 festgelegten Kanalgeometrie verwendet (Abbildung 29).

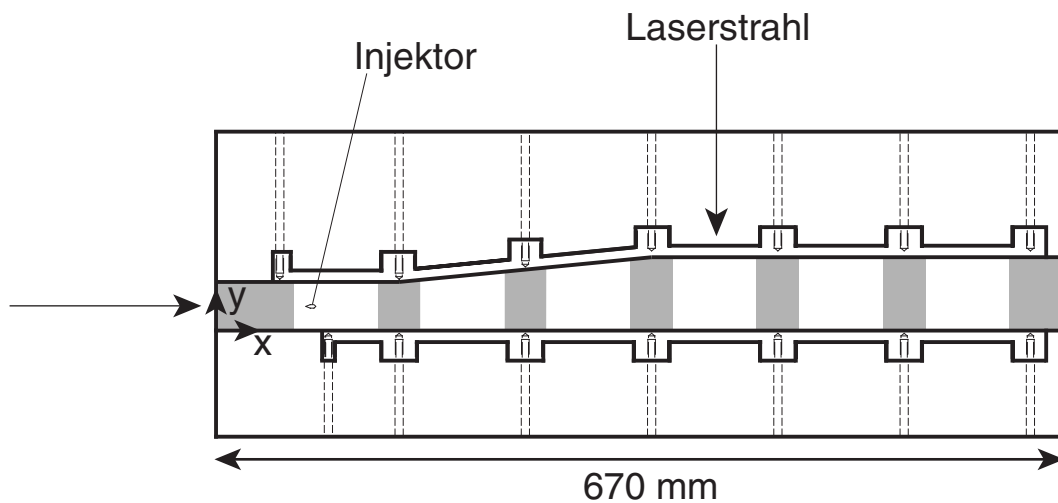


Abbildung 29: Brennkammer zur Untersuchung von Keil- und Pylon-Injektor

Der Querschnitt am Brennkammereintritt beträgt  $27,5 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ , die axiale Länge  $670 \text{ mm}$ . Der Brennstoff wird  $75 \text{ mm}$  nach

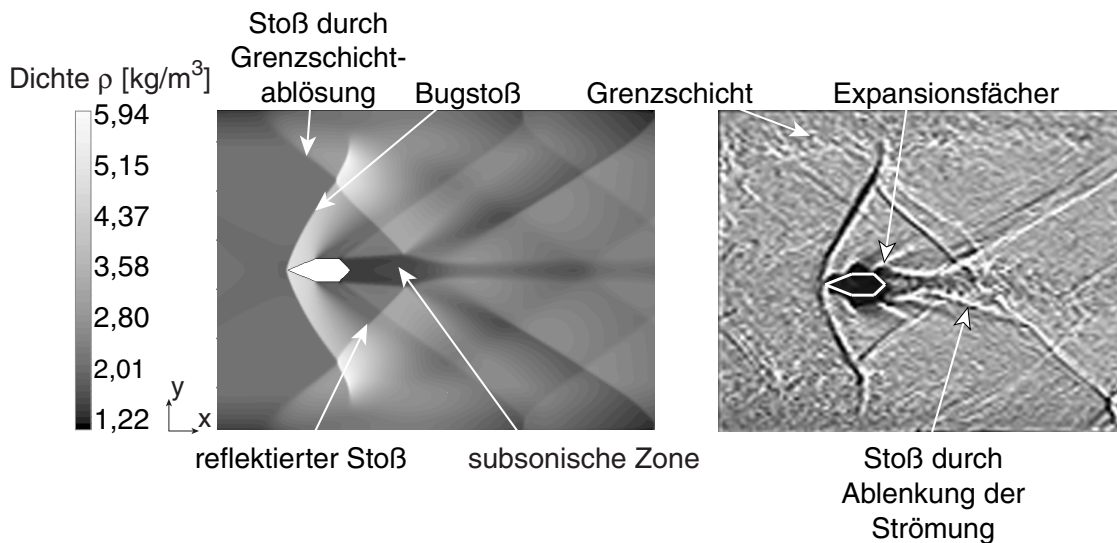
dem Brennkammereintritt eingeblasen. Nach weiteren 70 *mm* wird der Kanal mit einem Winkel von  $4^\circ$  von 27,5 *mm* auf 41,5 *mm* expandiert, um ein thermisches Blockieren der reagierenden Strömung zu verhindern. Die vorderen und rückwärtigen Brennkammerwände bieten über Quarzgläser abschnittsweise optischen Zugang. Die hohe thermische Belastbarkeit und die guten Transmissionseigenschaften dieses Materials auch im UV-Bereich ermöglichten den Einsatz der in Kapitel 3 beschriebenen optischen Messtechnik. Durch genaue Einpassung der Gläser in die Aufnahmen der Brennkammerplatten wurden die strömungsseitigen Spalte, die zu einer Beeinflussung der Strömung und damit der Ergebnisse führen würden, minimiert. Da die Einkopplung des hochenergetischen Laserstrahls bei der Raman-spektroskopie zu Beschädigungen an den Quarzfenstern führte, wurden die seitlichen Brennkammerwände jeweils einteilig aus Stahl ausgeführt. Damit konnten zudem die bei der bisherigen modularen Konstruktion mit Quarzglasfenstern auftretenden Spalte vermieden werden, die zu einer Störung der Strömung geführt hätten. Der fokussierte Laserstrahl wurde bei den Messungen über zwei gegenüberliegende Bohrungen in den Wänden durch das Messvolumen geführt. Um die thermische Belastung des Brennkammermaterials während der Versuche zu verringern, besitzt die Brennkammer eine Wasserkühlung. Die Versuchszeit wurde aufgrund thermischer Spannungen zwischen Glas und Stahl auf 20 *s* limitiert. Wegen der vergleichsweise kurzen Zeit, die für die Messungen benötigt wurde, stellte dieser Umstand jedoch keine Einschränkung für die durchzuführenden Arbeiten dar.

## 5.4 Untersuchung des Stoßsystems

Das vom Injektor in der Strömung induzierte Stoßsystem hat einen entscheidenden Einfluss auf das Betriebsverhalten der Brennkammer. Starke Verdichtungsstöße ermöglichen zwar eine sichere Flammenstabilisierung, rufen aber Totaldruckverluste hervor. In vorab durchgeführten Druckmessungen wurde gezeigt, dass der statische Druck 30 *mm* stromaufwärts des Pylon-Injektors bei 2,6 *bar* liegt, was be-

deutet, dass dieser Injektor wegen des großen Winkels an seiner Profilverderrkante einen abgehobenen, gebogenen Stoß verursacht (vgl. Abschnitt 5.1). Dieses Ergebnis lässt Rückschlüsse auf große Totaldruckverluste zu, welche einen effizienten Betrieb der Brennkammer mit dem Pylon-Injektor ausschließen. Bei Einsatz des Keil-Injektors wurde an der Position  $30\text{ mm}$  stromaufwärts ein statischer Druck von  $0,7\text{ bar}$  gemessen, was auf eine ungestörte Überschallströmung in diesem Bereich schließen lässt. Der Pylon-Injektor wird deshalb lediglich als Referenzkonfiguration eingesetzt.

Um das Stoßsystem zu visualisieren, wurden zunächst in kalter Strömung ohne Einblasung von Wasserstoff Schattenmessungen und parallel dazu unter identischen Randbedingungen von Lyubar [Lyu03] eine zweidimensionale Strömungsrechnung durchgeführt. Zur Berechnung des Strömungsprofils am Eintritt in die Brennkammer wurde die Strömung in Vorheizer und Lavaldüse simuliert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 30 dargestellt.

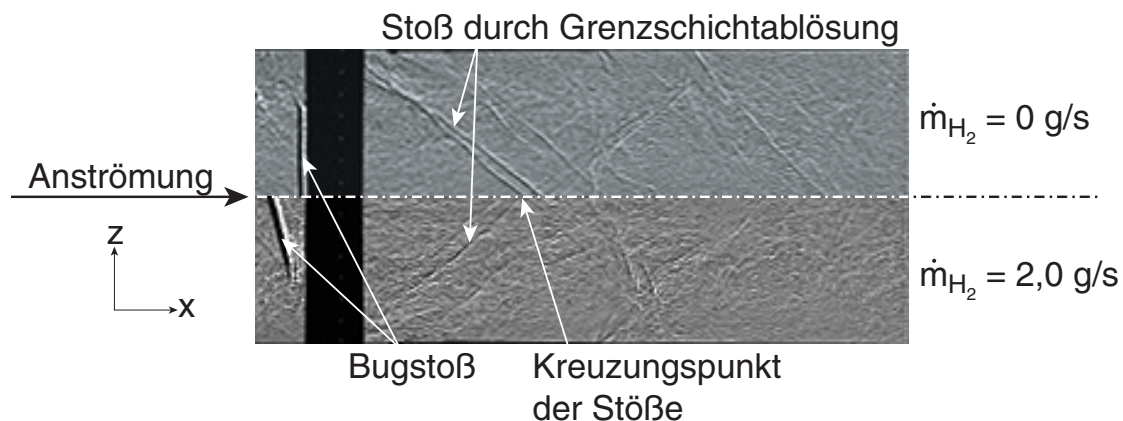


**Abbildung 30:** Dichteverteilung und Schattenaufnahme der Injektorströmung,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 293\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

Zwar liefert das Experiment im Gegensatz zur zweidimensionalen Ansicht der Rechnung einen integrierenden Blick durch die Strömung,

da aber das Stoßsystem in der Mittelebene der Strömung wegen der hohen Geschwindigkeit den größten Dichtegradienten erzeugt, zeigen Experiment und Numerik eine gute Übereinstimmung. Es ist ein Bugstoß erkennbar, der an der Grenzschicht reflektiert wird. Der hohe statische Druck hinter dem Stoß führt zu einem Anstieg der Grenzschichtdicke stromaufwärts des Reflexionspunktes. Als Folge der Strömungsumlenkung durch die Grenzschicht kommt es zu einem schrägen Stoß, der in Abbildung 30 erkennbar ist [Ber94] [Sha53] [Abr58]. An der Hinterkante des Injektors werden zwei Expansionsfächer geformt, die die Strömung in Richtung Kanalmitte umlenken und zwei schräge Stöße induzieren. An diesem Punkt treffen auch die an der Grenzschicht reflektierten Stöße auf. Als Folge entsteht hier eine subsonische Zone, in der sich die statische Temperatur der Totaltemperatur annähert.

Um das durch den Injektor erzeugte dreidimensionale Stoßsystem darstellen zu können, wurden Schattenaufnahmen mit einer um  $90^\circ$  gedrehten Blickrichtung durchgeführt. Dabei wurden die Fälle ohne und mit Eindüsung von  $2 \text{ g/s}$  Wasserstoff untersucht. Die resultierende Aufnahme ist in Abbildung 31 dargestellt.



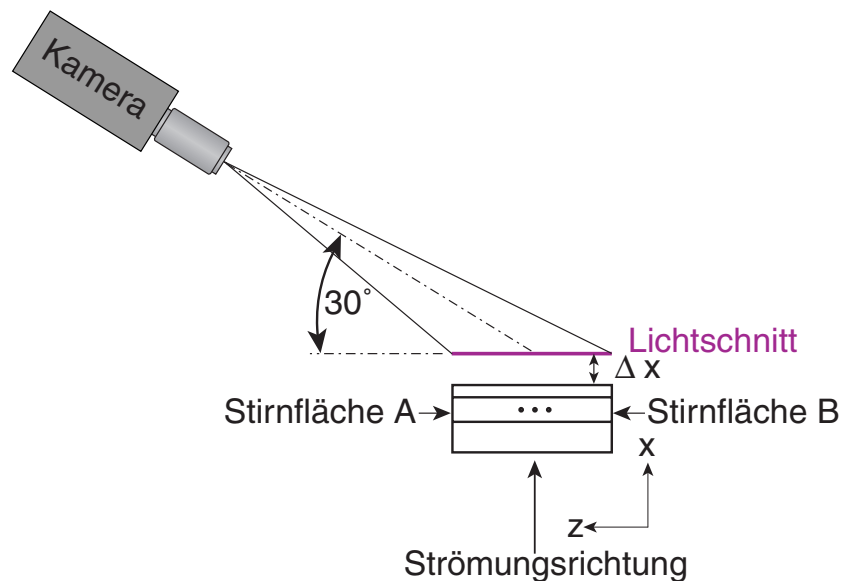
**Abbildung 31:** Seitenansicht des Stoßsystems ohne und mit Einblasung von  $2 \text{ g/s}$  Wasserstoff,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 293 \text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5 \text{ bar}$

Durch die Eindüsung kommt es zu einer virtuellen Vergrößerung des

Keilwinkels des Injektors und infolgedessen zu einem abgehobenen gebogenen Stoß (vgl. Abschnitt 5.1). Analog zur Diskussion des in Abbildung 30 dargestellten Strömungsfeldes führt der hohe statische Druck hinter dem Bugstoß im Bereich der Kontaktfläche des Injektors mit den Kanalwänden zu einem Anstieg der Grenzschichtdicke. Die Umlenkung der Strömung durch die Grenzschicht induziert zwei schräge Stöße, die sich in einer Entfernung von etwa  $15\text{ mm}$  stromabwärts der Injektorhinterkante kreuzen [Ber94] [Sha53] [Abr58].

## 5.5 Einfluss der Eindüsung auf das Stoßsystem

Da es mit Schattenmessungen nicht möglich ist, die Strömung in zweidimensionalen Schnitten zu untersuchen, wurden zur Visualisierung der Wechselwirkung der Wasserstoffstrahlen mit der Luftströmung Rayleighmessungen in einer kalten Luftströmung mit und ohne Eindüsung von Wasserstoff durchgeführt.

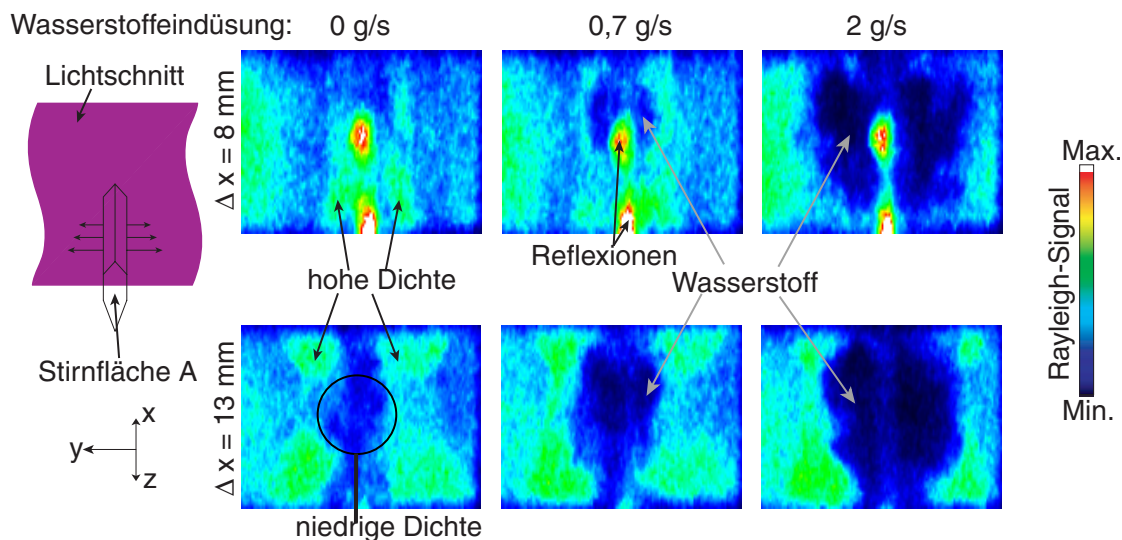


**Abbildung 32:** Orientierung des Lichtschnitts zum Injektor bei den Rayleigh-Messungen

Die physikalischen Grundlagen dieser Messtechnik sind in Abschnitt 3.1.2 erläutert. Es wurden verschiedene Ebenen stromabwärts des

Keil-Injektors ab einer Entfernung  $\Delta x$  von 8 mm bis 18 mm untersucht. Der Totaldruck lag bei 7,5 bar, und der Wasserstoffmassenstrom wurde zwischen den Werten 0, 0,7 und 2 g/s variiert. Die Orientierung des Lichtschnitts zur Brennkammer ist in Abbildung 32 erkennbar.

Die Ergebnisse der Messungen sind auszugsweise für die Ebenen im Abstand  $\Delta x$  von 8 mm und 13 mm stromabwärts der Profilhinterkante des Keil-Injektors in Abbildung 33 gezeigt. Da die Intensität des Rayleigh-Streulichts sowohl von der Moleküldichte als auch der Gaszusammensetzung abhängt, hat die Einblasung von Wasserstoff in eine Überschallströmung zwei unterschiedliche Auswirkungen auf das detektierte Streulicht. Einerseits bewirken die Verdichtungsstöße einen Dichtegradienten, der zu einem Anstieg der Moleküldichte nach dem Stoß und damit zu einem stärkeren Signal führt. Andererseits besitzt Wasserstoff einen geringeren Rayleigh-Streuquerschnitt als Luft (Abschnitt 3.1.2), was zu einem schwächeren Rayleigh-Signal in Bereichen hoher Wasserstoffkonzentration führt.



**Abbildung 33:** Rayleighmessungen bei 8 mm bzw. 13 mm stromabwärts des Keil-Injektors,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 293\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ , Bilder links:  $\dot{m}_{H_2} = 0\text{ g/s}$ , mittlere Bilder:  $\dot{m}_{H_2} = 0,7\text{ g/s}$ , rechte Bilder:  $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$

Die hellen Bereiche in der oberen Reihe stammen von Reflexionen des Laserlichts an den Stirnflächen des Injektors (vgl. Abbildung 32). Die Position des Injektors und die Wasserstoffeinblasung sind links neben Abbildung 33 gezeigt. Ohne Einblasung von Wasserstoff sind Gebiete hoher Moleküldichte stromabwärts der Injektor–Hinterkante erkennbar, die die Lage und Struktur der Stöße kennzeichnen.

Durch die Injektion von  $0,7 \text{ g/s}$  Wasserstoff kommt es zu einer deutlichen Veränderung des Stoßsystems, wie in der mittleren Aufnahme der oberen Reihe aus Abbildung 33 erkennbar. Die Wasserstoffjets bewirken eine Beugung der Stöße, wie sie auch aus der Schattenaufnahme (Abbildung 31) erkennbar war. Außerdem erscheint ein dunkler Bereich, der durch den im Verhältnis zu Luft geringeren Rayleigh–Streuquerschnitt des eingeblasenen Wasserstoffs hervorgerufen wird, und der die Wasserstoffverteilung in dieser Ebene illustriert.

Die rechte Aufnahme der oberen Reihe von Abbildung 33 zeigt die Stoßstruktur bei einer Einblasung von  $2,0 \text{ g/s}$  Wasserstoff. Das erkennbare Muster weicht von den beiden besprochenen Fällen deutlich ab, und die dunklen Felder verdeutlichen die relativ große Eindringtiefe der Wasserstoffstrahlen in die Luftströmung.

Die untere Reihe von Abbildung 33 stellt die Aufnahmen in einer  $13 \text{ mm}$  von der Injektor–Hinterkante entfernten Ebene bei ansonsten unveränderten Versuchsbedingungen dar. Da der Abstand des Lichtschnitts vom Injektor hierbei größer ist, erscheint das an den Ein- und Austrittsbohrungen gestreute Licht wesentlich schwächer.

Sowohl die linke als auch die mittlere Aufnahme zeigen eine ähnliche Stoßstruktur, und die Verteilung des Wasserstoffs ist in der mittleren Aufnahme deutlich zu erkennen. In der rechten Aufnahme ist eine wesentliche Änderung der Stoßstruktur durch die Wasserstoffstrahlen im Vergleich mit den beiden vorigen Fällen ersichtlich.

Aus den Aufnahmen ohne Wasserstoffeindüsung in Abbildung 33 sind vier Bereiche höherer Dichte erkennbar, die stromabwärts des Stoßes auftreten. Die Ursache für diese Erscheinung sind die konvergieren-

den Stöße, die von den Kontaktflächen des Injektors an den Frontfenstern induziert werden, und die sich bei einer Entfernung von 15 mm stromabwärts der Injektor-Hinterkante kreuzen (Abbildung 31). Stromaufwärts des Kreuzungspunktes der Stöße existiert im Zentrum des Kanalquerschnitts ein Bereich geringerer Dichte, der als dunkler Bereich in der Aufnahme links unten aus Abbildung 33 erkennbar ist.

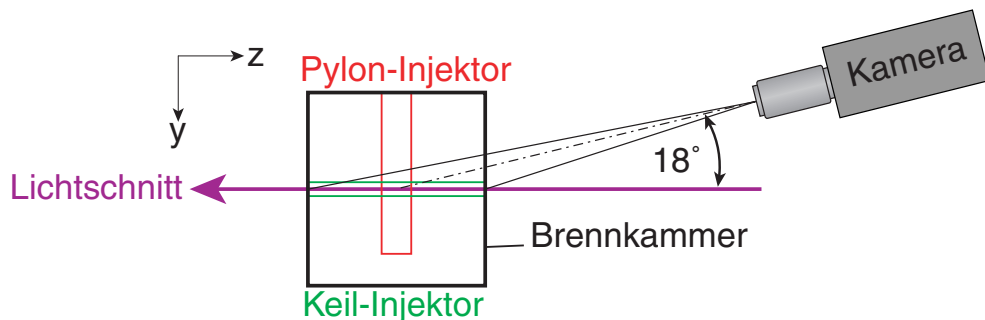
Die Ergebnisse der numerischen Simulation sowie der Schatten- und Rayleighmessung zeigen, dass die Eindüsung von Wasserstoff zwei Haupteffekte auf die Überschallströmung besitzt. Der Strahl verursacht eine virtuelle Verbreiterung des Injektors und damit einen kräftigeren Verdichtungsstoß, der die Machzahl stärker reduziert als die Injektorgeometrie ohne Eindüsung (Abbildungen 31 und 33). Zusätzlich besitzt Wasserstoff eine Schallgeschwindigkeit, die um den Faktor 3,79 über der von Luft liegt. Dies bedeutet, dass durch die Zufuhr von Wasserstoff die Schallgeschwindigkeit der Gasmischung ansteigt, und folglich die Machzahl entsprechend sinkt. Mit zunehmendem Wasserstoffmassenstrom nimmt dieser Effekt zu, d.h. der Winkel des Bugstoßes wird steiler, die statische Temperatur und der statische Druck hinter dem Stoß werden höher. Damit nähert sich der Kreuzungspunkt der Stoßreflexionen der Injektorhinterkante an, und es kommt zu einer ausgedehnteren Rezirkulationszone mit höherer Temperatur, die die Zündbedingungen im Nachlauf verbessert. Die kühlende Wirkung des sonisch eingedüsten Wasserstoffs wird von diesen Effekten überkompensiert.

## 5.6 Sensitivität auf Verunreinigungen der Testluft

Um die Auswirkungen der beschriebenen aerodynamischen Eigenschaften des Keil-Injektors auf das Betriebsverhalten in der Brennkammer zu überprüfen, wurden Experimente in beiden Betriebsmodi des Vorheizers durchgeführt. Dabei wurde der Pylon-Injektor als



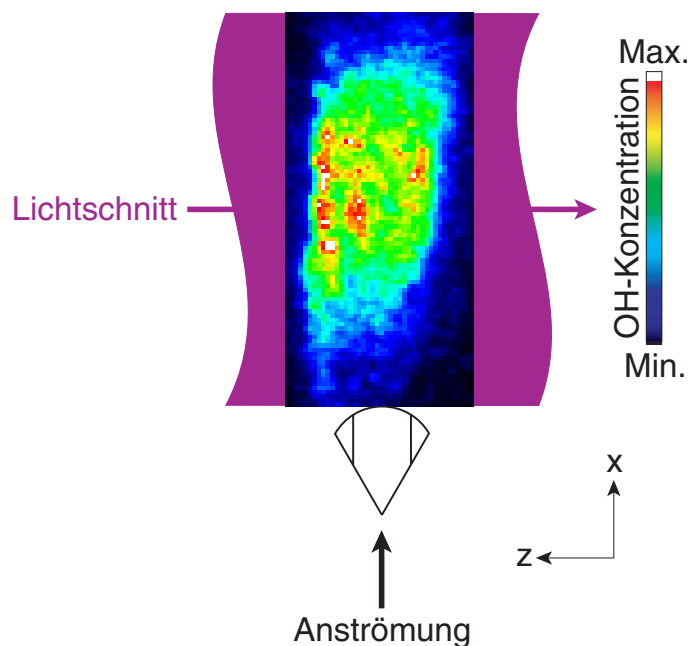
Referenzkonfiguration eingesetzt. Die Messreihe sollte Aufschlüsse darüber geben, wie sensitiv das Zündverhalten extrem unterschiedlicher Injektoren auf Reaktionszwischenprodukte in der Testluft ausfällt. Die Totaltemperatur betrug bei den Versuchen  $1300\text{ K}$ , und der Wasserstoffmassenstrom wurde auf  $1\text{ g/s}$  festgelegt. Zur Beurteilung der Sensitivität wurde die laserinduzierte Fluoreszenz eingesetzt, deren Messprinzip in Abschnitt 3.1.4 beschrieben ist. Da bei der untersuchten Brennkammer zur Einkopplung des Laserstrahls keine seitlichen Quarzglasfenster eingesetzt werden konnten, wurde der Versuchsaufbau dahingehend geändert, dass der Lichtschnitt senkrecht über Front- und Rückfenster in das Messvolumen eingekoppelt wurde, und die Kamera in einem Winkel von  $18^\circ$  zum Lichtschnitt angeordnet war. In Abbildung 34 ist die Blickrichtung auf den Versuchsstand entgegen der Strömungsrichtung dargestellt.



**Abbildung 34:** Anordnung von Lichtschnitt, Kamera und Injektoren bei den Sensitivitätsuntersuchungen

Der Pylon-Injektor reagierte unempfindlich auf die Veränderung des Vorheizer-Betriebsmodus. Die Reaktion stabilisierte sich stets unmittelbar im Nachlauf (Abbildung 35). Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist zu beachten, dass aufgrund der zum Keil-Injektor um  $90^\circ$  gedrehten Anordnung des Pylon-Injektors der Lichtschnitt zwei Brennstoffstrahlen schneidet. In Abbildung 35 sind vier Strahlen erkennbar, welche die Reaktion in den Scherschichten zwischen Wasserstoff und Luft markieren und die beiden diffusiven Flammen eingrenzen. Die rampenförmige Ausführung der Seitenwände des Pylon-Injektors führt zu einer Intensivierung der Mischung von Brennstoff

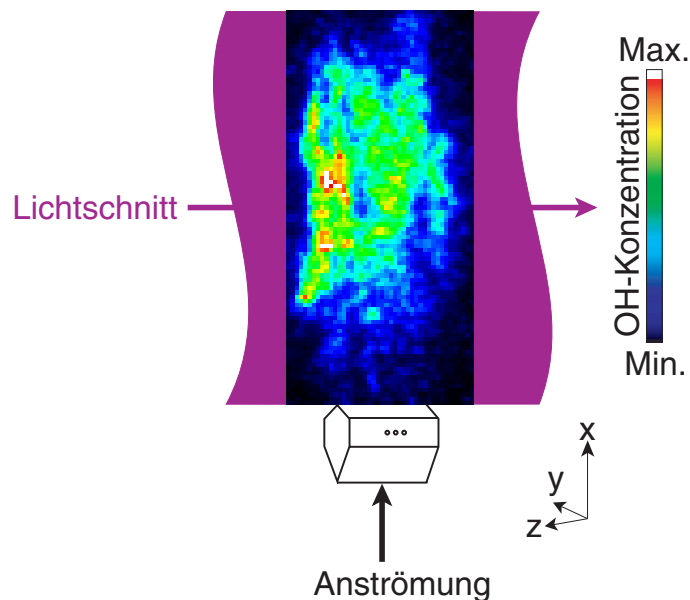
und Luft. Außerdem erzeugen der große Winkel an der Profilvorderkante und der vergleichsweise massive Querschnitt ein starkes Stoßsystem, das Druck und Temperatur drastisch erhöht. In Kombination mit dem aus dem großen Querschnitt resultierenden ausgedehnten Nachlauf und der hier auftretenden Wasserstoffkonzentration bietet der Pylon-Injektor gute Bedingungen für die Selbstzündung und Reaktionsstabilisierung. Die aus dem Vorheizer emittierten Radikale können somit keinen erkennbaren beschleunigenden Einfluss auf die Zündung ausüben.



**Abbildung 35:** Verteilung und Konzentration der  $OH$ -Moleküle im Nachlauf des Pylon-Injektors,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 1300$  K,  $p_0 = 7,5$  bar,  $\dot{m}_{H_2} = 1$  g/s

Die Untersuchung des Keil-Injektors ergab im Gegensatz dazu eine starke Sensitivität auf die Verunreinigung der Testluft. Während eine stabile Zündung direkt im Nachlauf des Injektors in Modus 1 festgestellt wurde (Abbildung 36), konnte in Modus 2 keine Fluoreszenz detektiert werden. Der Vergleich der an den Profilhinterkanten der Injektoren stabilisierten Reaktionen zeigt, dass der Maximalwert der detektierten Fluoreszenz beim Keil-Injektor etwa um den Faktor 1,9

niedriger liegt als die beim Pylon-Injektor. Eine quantitative Aussage über die Reaktionsintensität kann daraus jedoch wegen des anderen Temperatur- und Druckniveaus und den damit verbundenen unterschiedlichen Quenching-Raten (vgl. Abschnitt 3.1.4) in beiden Fällen nicht getroffen werden. Entsprechend der im Gegensatz zum Pylon-Injektor mäßig ausgeprägten flammenstabilisierenden Eigenschaften des Keil-Injektors (unzureichende Vermischung von Brennstoff und Luft, geringerer Temperaturanstieg durch das wesentlich schwächere Stoßsystem und kleinerer Nachlauf) ist die Zündung des Brennstoffs ohne die Anwesenheit von Radikalen nicht möglich.



**Abbildung 36:** Verteilung und Konzentration der  $OH$ -Moleküle im Nachlauf des Keil-Injektors, Modus 1,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 1300\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 1\text{ g/s}$

## 5.7 Zündgrenzen des Keil-Injektors

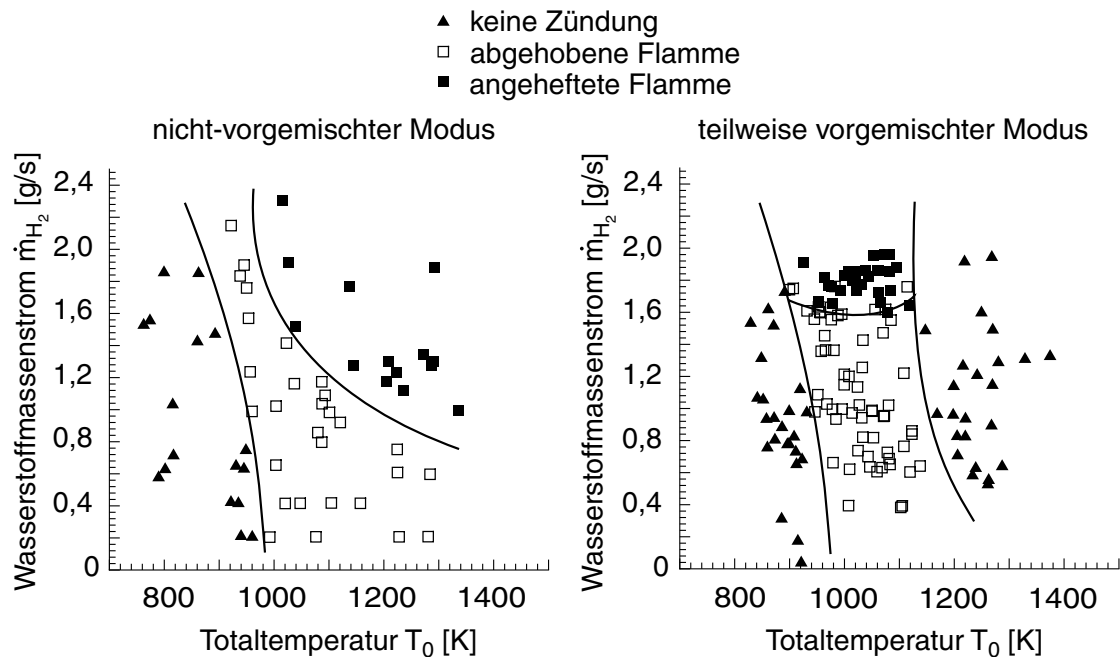
In Abschnitt 5.5 konnte gezeigt werden, dass über die Variation des eingeblasenen Wasserstoffmassenstroms ein großer Einfluss auf das sich ausbildende Stoßsystem genommen werden kann. Da dem Keil-Injektor mischungsintensivierende Vorrichtungen fehlen, wird erwar-

tet, dass sich daraus eine starke Beeinflussbarkeit des Betriebsverhaltens ableiten lässt. Um dies detailliert zu untersuchen, wurde der Keil-Injektor in beiden Betriebsmodi des Vorheizers unter Variation der Vorheiztemperatur und des eingedüsten Brennstoffmassenstroms betrieben. Ziel war es dabei, mit Hilfe der Eigenfluoreszenztechnik die Zündgrenzen dieses Injektortyps zu bestimmen. Bei den Versuchen konnte zwischen drei verschiedenen Reaktionsformen unterschieden werden:

- *Keine Zündung*: In der Brennkammer konnte keine Fluoreszenz detektiert werden.
- *Abgehobene Flamme*: Es tritt eine vom Injektor abgehobene Fluoreszenz auf, die sich mit steigender Temperatur und zunehmendem Brennstoffmassenstrom an den Injektor annähert.
- *Angeheftete Flamme*: Die Fluoreszenz erscheint unmittelbar im Nachlauf des Injektors. Die dabei detektierte Reaktionsintensität ist wesentlich größer als im Falle der abgehobenen Flamme.

In Abbildung 37 sind die in beiden Vorheizmodi in Abhängigkeit von der Totaltemperatur und dem Wasserstoffmassenstrom beobachteten Reaktionsformen eingezeichnet. Es ist erkennbar, dass in beiden Betriebsmodi eine untere Temperaturgrenze für die Zündung des Brennstoffs besteht, die bei etwa 900 K liegt. Die Ursache für dieses Phänomen liegt in der Tatsache, dass die Länge der diffusiven Flamme im Vorheizer bei den geringeren Mengen Wasserstoff sehr viel kleiner ist und dass die *OH*-Moleküle bei niedrigen Temperaturen rekombinieren, wie bereits in Abschnitt 4.6.1 diskutiert wurde. Damit liegt in beiden Betriebszuständen eine ähnliche Radikalkonzentration vor.

Im Temperaturbereich zwischen 900 K und 1200 K konnte eine abgehobene Flamme beobachtet werden, die sich mit zunehmender Vorheiztemperatur und steigendem Wasserstoffmassenstrom stromaufwärts in Richtung Injektor bewegte. Wie in den Schatten- und



**Abbildung 37:** Zündung und Reaktion in Modus 1 und 2 unter Variation der Totaltemperatur und des Brennstoffmassenstroms bei Einsatz des Keil-Injektors

Rayleighmessungen gezeigt wurde, steigen mit zunehmendem Wasserstoffmassenstrom sowohl die Stoßwinkel als auch Druck und Temperatur im Injektornachlauf, was zur Begünstigung der Zündung und zur Annäherung der Flamme an den Injektor führt. Ferner kommt es durch den höheren Einblasdruck zu einer besseren lateralen Verbreitung des Wasserstoffs, was die Zündfähigkeit des Gemisches verbessert und eine verstärkte Abkühlung des Bereiches potentieller Zündung vermeidet. Eine Flammenstabilisierung direkt im Nachlauf des Injektors konnte aber erst bei einem Massenstrom von  $1,3 \text{ g/s}$  im nicht-vorgemischtem Fall bzw. von  $1,6 \text{ g/s}$  im teilweise vorgemischtem Fall beobachtet werden. Offenbar bewirken die Radikale eine zusätzliche Zündbeschleunigung. Die an der Profilhinterkante des Injektors stattfindende Reaktion war wesentlich intensiver als die abgehobene, was sich dadurch erklären lässt, dass unmittelbar im Nachlauf die Zündbedingungen hinsichtlich Druck und Temperatur besser sind als stromabwärts.

In den Untersuchungen von Mitani et al. [MHS<sup>+</sup>97] wird bei Wand-einblasung mit steigendem Druck in Übereinstimmung mit dem hier beobachteten Anheften der Flamme der Übergang von einer kleinen zu einer großen Reaktionsintensität berichtet. Die Autoren führen diese Erscheinung auf eine bessere Mischung wegen des tieferen Eindringens des Brennstoffs in die Hauptströmung zurück, wodurch die intensivere Reaktion bewirkt wird. Der mit der Reaktionsintensität ansteigende Gegendruck verringert den aufgrund der Überexpansion der Brennstoffstrahlen auftretenden Totaldruckverlust der Strahlen, was zusätzlich zu einem Anstieg der Eindringtiefe und einer verbesserten Durchmischung führt.

Im teilweise vorgemischten Betriebszustand des Vorheizers tritt eine zweite obere Zündgrenze bei einer Totaltemperatur von 1150 K auf. Eine Erklärung für diese Erscheinung liefert die Betrachtung der Bereiche, in denen eine Zündung möglich ist: In der untersuchten Brennkammergeometrie kann die Reaktion lediglich im Nachlauf des Injektors auftreten, da nur hier die Selbstzündtemperatur des Wasserstoffs überschritten wird, und gleichzeitig ein zündfähiges Gemisch vorliegt. Ferner liegen in diesem Bereich Reaktions- und Aufenthaltszeit aufgrund der Rezirkulation in einer vergleichbaren Größenordnung. Die axiale Ausdehnung der ohnehin kleinen Rezirkulationszone ist durch die bei 65 mm stromabwärts des Injektors beginnende Expansion begrenzt, die dazu führt, dass die statische Temperatur im weiteren Verlauf der Strömung unter die Selbstzündtemperatur fällt.

Mit zunehmender Vorwärmung steigt bei konstanter Machzahl mit der absoluten Geschwindigkeit (Gleichung 24) die kinetische Energie der Luftströmung, und die laterale Eindringtiefe der Wasserstoffstrahlen nimmt ab. In Übereinstimmung dazu beobachten Abbitt et al. in [ASM<sup>+</sup>93] eine Verringerung der Eindringtiefe von transversal zur Hauptströmung eingeblasenem Wasserstoff bei einer Zunahme der Totaltemperatur. Dies führt zu einem Anstieg der Brennstoffkonzentration im Nachlauf. Folglich wirkt die wegen größeren Wasserstoffgehalts geringere Temperatur und das fettere Gasgemisch im

Nachlauf der höheren Vorheiztemperatur entgegen, was zu einem Anstieg des Zündverzugs über die Aufenthaltszeit der Gasmischung in der Rezirkulationszone führt. Eine Bestätigung dieser These findet sich in der Arbeit von Huber et al. [HSM79]. Darin werden unter Verwendung verschiedener Injektionskonfigurationen die Kriterien zur Selbstzündung von Wasserstoff–Luft–Gemischen in Überschallströmungen untersucht. Das Ergebnis zeigt, dass bei Einblasung von Brennstoff mit einer Totaltemperatur deutlich unter der Totaltemperatur der Anströmung die Zündung am wahrscheinlichsten in Bereichen mit einem Äquivalenzverhältnis von etwa 0,2 auftritt. Ferner wird gezeigt, dass die Selbstzündung sehr empfindlich auf die Mischungstemperatur in den Bereichen möglicher Zündung reagiert.

Zudem hat die größere Strömungsgeschwindigkeit eine zusätzliche direkte Auswirkung auf die Zündung, da sie dazu führt, dass für die Mischung von Wasserstoff und Luft weniger Zeit zur Verfügung steht. Mit zunehmender Totaltemperatur wird eine kritische Grenze erreicht, oberhalb derer die negative Auswirkung der gestiegenen Strömungsgeschwindigkeit auf die Zündung beginnt, die Reduktion des Zündverzugs aufgrund erhöhter Temperatur zu übertreffen. Da unter diesen Versuchsbedingungen bei dem Pylon-Injektor in beiden Vorheizmodi eine stabile, angeheftete Reaktion beobachtet wurde, kann dieser Zündverzug als Charakteristikum von Injektoren gesehen werden, die weder aerodynamische noch reaktionskinetische Merkmale zur Flammenstabilisierung besitzen.

Da im nicht-vorgemischten Fall keine obere Zündgrenze beobachtet werden kann, wird gefolgert, dass die Radikalkonzentration in den Fällen als Zündquelle wirkt, in denen die Zündbedingungen im Nachlauf des Injektors durch eine Anfettung des Gemisches und sinkende Temperatur verschlechtert werden. In [MHS<sup>+</sup>97] wird entsprechend dieser Schlussfolgerung eine starke Abhängigkeit der Zündung von der Anwesenheit freier Radikale beobachtet, welche die Reaktion über den Bereich hinaus ausdehnen, der eine dem Zündverzug entsprechende Aufenthaltszeit des Brennstoff–Luft–Gemisches bietet.

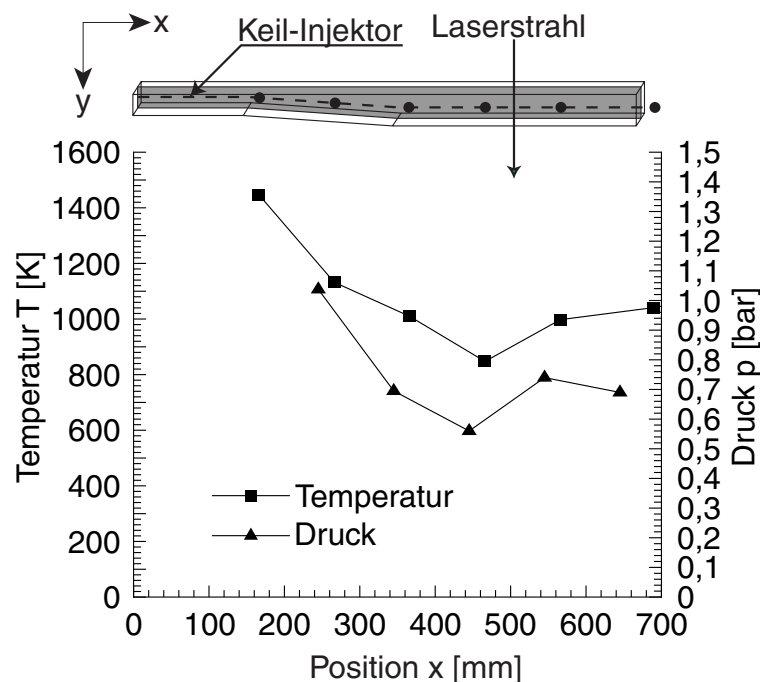
Es lässt sich festhalten, dass die Auswirkungen von Radikalen auf das Zündverhalten von Injektoren mit massivem Stoßsystem und Sekundärwirbelproduktion mit den eingesetzten Messverfahren nicht feststellbar sind. Dagegen wurde ein starker Einfluss auf das Zündverhalten von Injektoren mit mäßigem Stoßsystem und fehlender Mischungsintensivierung festgestellt. Diese Beobachtung deckt sich mit der Aussage von Pellett et al. [PBC02], die einen Einfluss freier Radikale auf die Reaktion in einer Brennkammer als marginal einstufen, wenn die Bedingungen für Zündung und vollständigen Ausbrand des Treibstoffs erfüllt sind. Ferner kann aus den Messergebnissen geschlossen werden, dass die Vermischung von Brennstoff und Luft in Überschallbrennkammern eine wesentliche Aufgabe des Injektors ist, um Bereiche mit extrem hoher Brennstoffkonzentration und niedriger Temperatur zu vermeiden. Grundsätzlich ist bei der Injektor-konstruktion zu beachten, dass in einer Überschallströmung sowohl Maßnahmen zur aerodynamischen als auch zur reaktionskinetischen Flammenstabilisierung zu Totaldruckverlusten führen, die den Wirkungsgrad des Antriebssystems herabsetzen. Es muss also beim Entwurf eines für Überschallbrennkammern tauglichen Injektorkonzeptes auf einen geringstmöglichen Druckverlust geachtet werden.

## 5.8 Ausbrandverhalten des Keil-Injektors

Aus den theoretischen Betrachtungen von Verdichtungsstößen in Abschnitt 5.1 geht hervor, dass der Keil-Injektor aufgrund seines schlanken Querschnitts weniger Totaldruckverluste produziert als der Pylon-Injektor. Die experimentellen Ergebnisse zeigten aber, dass die durch ihn hervorgerufene Vermischung des Brennstoffs mit der Testluft nur unzureichend und der durch das Stoßsystem verursachte Temperaturanstieg sowie die Rezirkulationszone in seinem Nachlauf zu klein für eine Flammenstabilisierung sind. Dies führt dazu, dass eine Zündung ohne Anwesenheit von zündbeschleunigenden Reaktionszwischenprodukten nur durch Einblasung mit hohen Drücken erfolgen kann, die eine verbesserte Mischung von Brennstoff und Luft



und ein stärkeres Stoßsystem bewirken. Für technische Anwendungen in Überschallbrennkammern scheint also auch der Keil-Injektor nicht geeignet zu sein. Als ein weiteres Kriterium zu dessen Bewertung wurde die Untersuchung des Ausbrandverhaltens innerhalb der Brennkammer in Modus 1 des Vorheizers durchgeführt, also unter günstigsten Bedingungen bezüglich Zündung und Reaktion. Als Betriebspunkt für die Untersuchungen wurde eine Temperatur von 1150 K und ein Massenstrom von 2 g/s gewählt. Unter diesen Bedingungen wurde eine am Injektor angeheftete Flamme beobachtet (Abbildung 37). Zur Beurteilung des Ausbrandverhaltens wurden Messungen mit Hilfe der Ramanspektroskopie durchgeführt, deren physikalischer Hintergrund in Abschnitt 3.1.3 erläutert wird. Die Ergebnisse der Temperaturmessung sowie der Verlauf des statischen Drucks entlang der Brennkammer in der Mittelebene der Strömung sind in Abbildung 38 gezeigt.

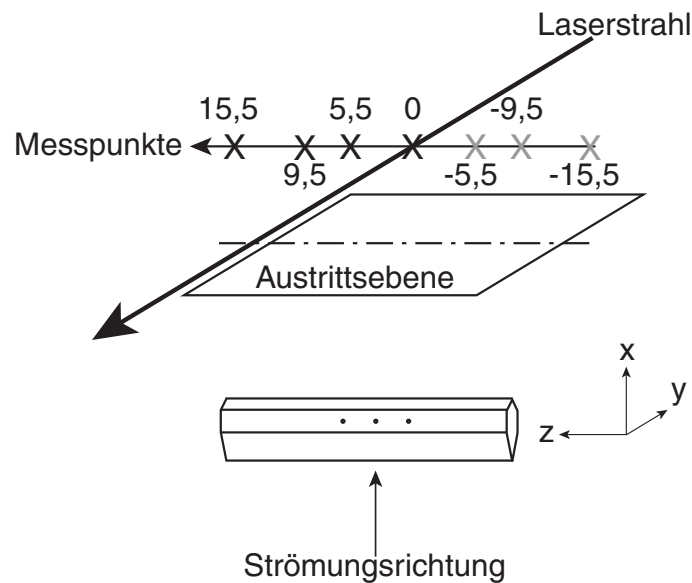


**Abbildung 38:** Statische Temperatur und statischer Druck in der Brennkammer,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 1150\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$

Der erste optisch zugängliche Punkt befindet sich 90 *mm* nach der Eindüsung. Hier wurde eine maximale statische Temperatur von 1450 *K* gemessen. Wie in den Untersuchungen der Zündgrenzen festgestellt wurde, stabilisiert sich die Reaktion unmittelbar an der Injektor-Hinterkante. Stromabwärts fällt wegen der Expansion die statische Temperatur bis auf ihren minimalen Wert von 850 *K* bei einer Entfernung von 390 *mm* stromabwärts der Einblasung. Entsprechend dem Temperaturverlauf fällt auch der statische Druck bis auf einen Wert von 0,56 *bar* ab. Da es bei Wärmezufuhr in Überschallströmungen zu einem Anstieg des Drucks kommen müsste [And90], ist aus dem gezeigten Verlauf erkennbar, dass in diesem Bereich keine Reaktion auftritt. Der Knick in der Brennkammerwand am Übergang des divergenten Kanals in den parallelen Abschnitt führt zu einem Stoß, der die statische Temperatur der Strömung 615 *mm* stromabwärts der Einblasung bzw. 20 *mm* nach dem Brennkammerende wieder bis auf 1040 *K* anhebt. Der statische Druck steigt auf etwa 0,75 *bar* an der vorletzten Messposition an. Der leichte Druckabfall auf 0,7 *bar* an der letzten Messposition lässt sich durch das Wiederanlegen der Grenzschicht erklären, das dazu führt, dass es in diesem Bereich zu einer Expansion kommt.

Neun Millimeter stromabwärts des Brennkammeraustritts wurden sowohl die statische Temperatur als auch die Konzentrationen der Hauptspezies gemessen. Die untersuchten Punkte liegen auf einer Geraden in der Mittellinie des Brennkammeraustrittsquerschnitts. Die Anordnung der Detektionsoptik zu Brennkammer und Laserstrahl ist aus Abbildung 39 erkennbar. Den Nullpunkt der Abszisse bildet der Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts. Es wurden Punkte mit den Koordinaten  $z = 0 \text{ mm}$ , 5,5 *mm*, 9,5 *mm*, und 15,5 *mm* ausgewählt. Die Ergebnisse an den übrigen dargestellten Messpunkten wurden unter der Annahme der Symmetrie zur Mittellinie bei  $z = 0 \text{ mm}$  übertragen.

Abbildung 40 zeigt, dass am Austritt vor allem in der Mitte der Strömung noch unverbrannter Wasserstoff vorliegt. Die Sauerstoffkonzentration hat hier ihr Minimum, was darauf hindeutet, dass die

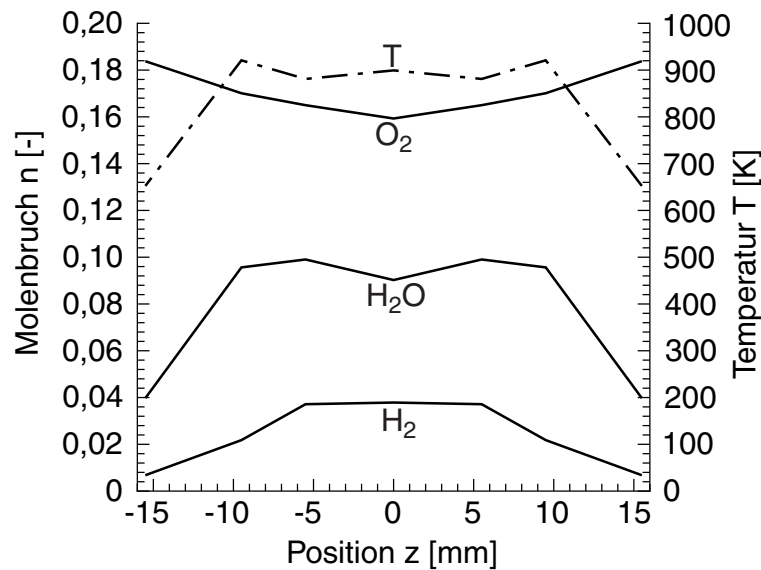


**Abbildung 39:** Versuchsanordnung für die Ramanmessungen 9 mm stromabwärts des Brennkammeraustritts

Reaktion auf das Strömungszentrum begrenzt ist. Entsprechend besitzen der Verlauf der Wasserkonzentration und der Temperatur hier ihr Maximum.

Aus den Raman- und Druckmessungen geht hervor, dass die Reaktion des Wasserstoffs durch die aufgrund der Expansion fallende Temperatur weitgehend verlöscht und dass im Verlauf der Brennkammer kein thermisches Blockieren der Strömung auftritt. Ferner ist erkennbar, dass wegen fehlender Sekundärströmung und aufgrund der Position der Einblasbohrungen in der Mitte der Strömung innerhalb der Brennkammerlänge kaum Vermischung von Brennstoff und Luft auftritt. Die Messungen belegen, dass selbst unter Anwesenheit von Reaktionszwischenprodukten der untersuchte Injektor aufgrund seiner Konzeption ungünstige Eigenschaften aufweist.

Die Ergebnisse der Sensitivitätsuntersuchungen an den Injektoren mit unterschiedlich stark ausgeprägten Konstruktionsmerkmalen zur Flammenstabilisierung lassen den Schluss zu, dass vor allem diejenigen Injektoren, die wegen eines schwächeren Stoßsystems und we-



**Abbildung 40:** Statische Temperatur und Spezieskonzentrationen am Brennkammeraustritt,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 1150\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 2,0\text{ g/s}$

gen fehlender Turbulenzproduktion wenig Totaldruckverluste verursachen, eine starke Sensitivität auf die Anwesenheit von Reaktionszwischenprodukten aufweisen. Um Verfälschungen der Messergebnisse auszuschließen, ist es daher unerlässlich, bei Untersuchungen derartiger Injektoren das Emissionsverhalten von Vorverbrennungsvorheizern zu analysieren und gegebenenfalls Maßnahmen zur Verbesserung des Ausbrands vorzusehen.

Ferner kann aus den experimentellen Daten gefolgert werden, dass strebenförmige Injektoren für die Gewährleistung von Zündung und Reaktion Mischungsentensivierende Merkmale und eine ausgedehnte Rezirkulationszone aufweisen müssen, in welcher sich die Reaktion aufgrund hoher statischer Temperatur und langer Aufenthaltszeit stabilisieren kann. Von dort aus können Reaktionszwischenprodukte in den Hauptstrom gelangen und die Zündung des Brennstoffs bewirken. Im Falle des Pylon-Injektors führt dies allerdings zu einem massiven Querschnitt und folglich zu hohen Totaldruckverlusten. Mit Einsatz des Keil-Injektors, hingegen, ist die Zündung nur

unter Anwesenheit von Reaktionszwischenprodukten oder durch Verbreiterung der Rezirkulationszone über gesteigerte Einblasmassenströme möglich. Der Ausbrand ist selbst unter diesen Umständen unvollständig.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Untersuchung der Injektoren war die Bewertung deren Einsatzmöglichkeit bei verschiedenen Flugmachzahlen. Es kann aus den in Abschnitt 5.1 erläuterten Grundlagen zu Überschallströmungen gefolgert werden, dass die beiden Injektoren aufgrund des sich mit der Anströmmachzahl stark ändernden Stoßsystems und somit des Druck- und Temperaturniveaus keinen breitbandigen Betrieb gestatten. Der Keil-Injektor ermöglicht nur in einem schmalen Flugmachzahlbereich die Flammenstabilisierung. Steigende Flugmachzahlen bzw. höhere statische Temperaturen bewirken wegen der Anreicherung der Rezirkulationszone mit kaltem Brennstoff lange Zündverzugszeiten, so dass in diesem Fall eine Flammenstabilisierung nicht möglich ist. Ein Einsatz des Pylon-Injektors ist grundsätzlich wegen der großen Totaldruckverluste, die mit steigender Flugmachzahl zunehmen, nicht sinnvoll. Außerdem kommt es in diesem Fall zu einer enormen thermischen Belastung, der mit dem Einsatz hochtemperaturbeständiger Werkstoffe begegnet werden müsste.

Es ist daher zweckmäßig, zur Flammenstabilisierung in Überschallströmungen einen völlig neuen Weg einzuschlagen, der auch die Gestaltung der Brennkammer betrifft. Abschnitt 6 behandelt die Konstruktion und Untersuchung eines neuartigen Injektors, der dem strebenförmigen Konzept gegenüber den Vorteil einer verlustarmen Flammenstabilisierung über den gesamten Brennkammerquerschnitt in einem breiten Flugmachzahlbereich bietet.

## 6 Zweistrom-Injektor

In diesem Abschnitt wird nach einem kurzen Überblick über die auf dem Gebiet der radikalenbasierenden Flammenstabilisierung durchgeführten Untersuchungen die Konzeption eines neuen Injektors vorgestellt, der bei geringen Totaldruckverlusten eine Flammenstabilisierung bei realistischer Testluftzusammensetzung in einem breiten Flugmachzahlbereich ermöglicht. Es wird bei dieser Arbeit besonderes Augenmerk auf den Strömungsabschnitt im unmittelbaren Bereich der Injektion gelegt, da sich die Konstruktion einer geeigneten Brennkammer aus den daraus gewonnenen Ergebnissen ableiten lassen wird.

### 6.1 Flammenstabilisierung durch Reaktionszwischenprodukte

Eigene reaktionskinetische Studien sowie die Erkenntnisse aus den experimentellen Untersuchungen der Injektoren haben gezeigt, dass Radikale aus einer unvollständigen Verbrennung eine dramatische Verkürzung des Zündverzugs bewirken können. Während im Falle der Luftvorwärmung diese Effekte unerwünscht sind, kann diese Wirkung ausgenutzt werden, um unter schwierigen Bedingungen für eine Flammenstabilisierung die Reaktion zu initiieren und aufrecht zu erhalten. In der Literatur sind diesbezüglich Hinweise zu finden, die im folgenden Abschnitt angegeben werden.

So untersuchte Suttrop relativ früh in [Sut71] die Erweiterung des Betriebsbereichs der Überschall-Diffusionsverbrennung durch Vorverbrennung, die einerseits in der Grenzschicht des Injektors und andererseits bereits in der Brennstoffleitung realisiert wird. Er beobachtet, dass mit den beschriebenen Maßnahmen die Induktionslänge der Reaktion deutlich gesenkt werden kann, wobei bei der grenzschichtbasierten Vorverbrennung im Gegensatz zur inneren Vorreaktion in der Brennstoffleitung kaum ein Einfluss des vorverbrannten

Massenanteils besteht. Auf Hilfseinrichtungen zur Flammenstabilisierung, z.B. aerodynamischer Art oder über Verdichtungsstöße, die einen Totaldruckverlust bewirken, kann mit dieser pilotierten Reaktion verzichtet werden. In einer weiteren Arbeit [Sut72] beschäftigt er sich vornehmlich mit dem Einfluss einer katalytisch induzierten Vorverbrennung eines Teilmassenstroms, der die Reaktion bei einer Machzahl von 1,5 und einer statischen Temperatur von 600 K stabilisiert.

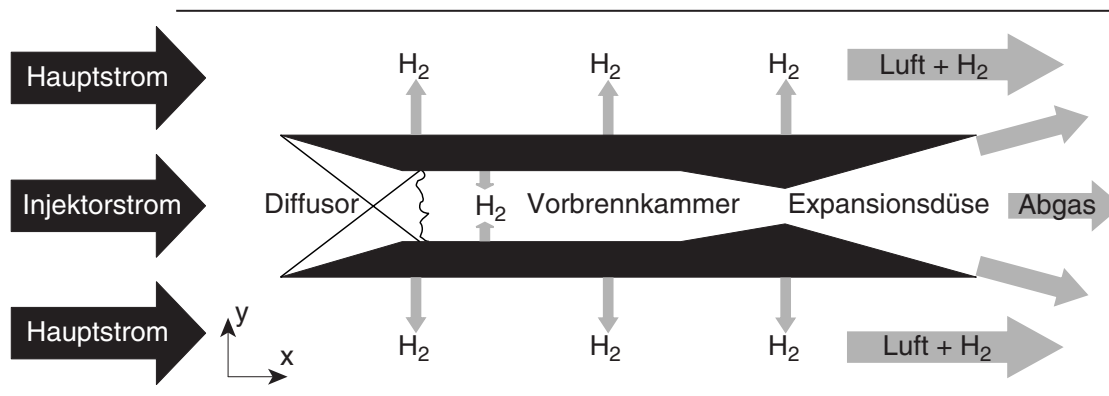
Ramohalli et al. zeigen in [RYC90], dass durch die Zugabe von  $H_2O_2$  über einen Brenner die Zündfähigkeit brennbarer Gemische zwischen 10 % und 100 % verbessert werden kann. Ein positiver Nebeneffekt von  $H_2O_2$  ist die hier beobachtete Verringerung von  $NO$  und  $NO_2$ . In der Arbeit wird die Zugabe von aktiven Spezies als vielversprechend für die Flammenstabilisierung in Überschallströmungen gesehen.

Eine ähnliche Schlussfolgerung ziehen Guerra et al. in [GWL91]. Hier wird festgestellt, dass die Flammenstabilisierung im Nachlauf eines Keil-Injektors durch die Zugabe von Radikalen, die durch Vorverbrennung einer fetten Wasserstoff-Luft-Mischung erzeugt wurden, erreicht werden kann, wohingegen ohne diese Zugabe selbst bei einer Totaltemperatur von 1400 K keine Selbstzündung beobachtet wurde.

## 6.2 Funktionsprinzip des Zweistrom-Injektors

Über die Stabilisierung einer Reaktion in einer Rezirkulationszone mit geringer Strömungsgeschwindigkeit und hoher statischer Temperatur, die die Reaktion in der Überschallströmung pilotiert, können also die Nachteile konventioneller Injektorkonzepte zumindest teilweise vermieden werden. In einem neuen Ansatz wurden diese Ergebnisse in einem Injektor vereint. Eine Prinzipskizze des Injektors ist in Abbildung 41 zu sehen. Die Strömung wird in drei Teilströme aufgeteilt: In zwei äußere oder Hauptströme und einen inneren oder Injektorstrom. Die beiden Hauptströme werden im Idealfall durch den Injektor nicht beeinflusst. Aufgrund der niedrigen statischen Tempe-

ratur kommt es nicht zur Zündung des über die drei Öffnungen eingeblasenen Wasserstoffs, der sich in diesen Teilströmen mit der Luft vermischen kann. Dagegen formen die beiden Injektorhälften nach innen einen Überschalldiffusor, danach einen Kanal mit parallelen Wänden (die sog. Vorbrennkammer) und schließlich eine konvergent-divergente Düse.



**Abbildung 41:** Zweistrom-Injektor

Der Innenstrom wird im Diffusor durch ein System schräger Verdichtungsstöße und einen abschließenden senkrechten Stoß auf eine Unterschallmachzahl verzögert. Der statische Druck wird entsprechend erhöht, und die statische Temperatur übersteigt die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff. Die Umsetzung des Wasserstoffs, der in das Unterschallgebiet des Injektorstroms eingeblasen wird, ist durch die mäßige Mischung limitiert und kann während der Aufenthaltszeit der Gasmischung im Injektor nicht abgeschlossen werden. Zudem wird die Reaktion durch die Expansion der Strömung in der Düse eingefroren. Dies ist für die Pilotierung der Reaktion durchaus erwünscht, denn der auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigte Innenstrom enthält damit eine hohe Konzentration an Reaktionszwischenprodukten, die stromabwärts in die beiden Hauptströme emittiert werden. Durch die Überexpansion des Innenstroms bilden sich an der Hinterkante des Injektors zwei schräge Verdichtungsstöße aus, die infolge des Temperaturanstiegs zu einer Wiederentzündung der eingefrorenen Reaktion führen und die Zündung der Wasserstoff-



Luft–Mischung aus den Hauptströmen und die Flammenstabilisierung bewirken.

Der skizzierte Injektor wurde als Sektor einer SCRamjetbrennkammer konstruiert, d.h. die hier dargestellten Seitenwände stellen Symmetrieebenen des realen Falles eines Einbaus in einer Brennkammer mit einer Vielzahl von Injektoren dar. Die Grundidee des vorgestellten Injektors besteht darin, dass die zur Flammenstabilisierung notwendigen Verluste auf einen Teilstrom begrenzt sind und deswegen nur moderate Totaldruckverluste bewirken. Andererseits kann durch die Pilotierung der Hauptströme eine Flammenausbreitung über den gesamten Kanalquerschnitt stromabwärts des Injektors erreicht werden.

In den folgenden Abschnitten soll der theoretische Hintergrund der einzelnen Elemente des oben beschriebenen Injektors, vor allem aber der des Überschalldiffusors, erläutert werden, auf den dann bei der Diskussion der Ergebnisse zurückgegriffen wird.

## 6.3 Überschalldiffusor

Die konstruktive Ausführung der Injektorhälften ist in erster Linie hinsichtlich der verlustarmen Verzögerung des Innenstroms, die die Selbstzündbedingungen für den Pilotwasserstoff schafft, von großer Bedeutung. Die Stabilität des induzierten Stoßsystems spielt dabei eine entscheidende Rolle. Im folgenden Abschnitt werden das Betriebs– und das Startverhalten eines Überschalldiffusors diskutiert, woraus Gestaltungsrichtlinien für die Wahl der Injektorinnenkontur abgeleitet werden.

### 6.3.1 Betriebsverhalten eines Überschalldiffusors

Ein Diffusor hat grundsätzlich die Aufgabe, die mit der Geschwindigkeit  $w$  anströmende Luftmenge verlustarm zu verzögern, so dass die relative spezifische kinetische Energie  $w^2/2$  zur größtmöglichen

Erhöhung des statischen Drucks genutzt werden kann. In Überschallströmungen würde theoretisch eine in Gegenrichtung betriebene Lavaldüse einen verlustfrei arbeitenden Überschalldiffusor darstellen. Allerdings bildet sich an den Diffusorwänden stets eine Grenzschicht mit steigenden Druckgradienten aus, die zu Grenzschichtablösungen und damit zu Verdichtungsstößen führt. Zudem würde eine Änderung der Anströmbedingung eine sofortige Nachregelung der Diffusorkontur erfordern, da nur bei exakter Einhaltung eines für jede Machzahl festen Verhältnisses von kritisch durchströmtem Querschnitt zu Stromröhren-Eintrittsquerschnitt eine isentrope Strömung möglich ist.

Eine wichtige Kenngröße von Überschalldiffusoren ist der Druckrückgewinn oder Gütegrad  $\Pi_E$ , der als Quotient des Totaldruckes nach dem Stoßsystem  $p_{02}$  und des Totaldruckes vor dem Stoßsystem  $p_{01}$  definiert ist:

$$\Pi_E = \frac{p_{02}}{p_{01}} \quad (35)$$

Mit dem Durchsatzkoeffizienten  $\mu$  wird das Verhältnis der vom Diffusor aufgenommenen Luftmasse  $\dot{m}$  zur maximal aufnehmbaren Luftmasse  $\dot{m}_{max}$  beschrieben, der sich auch als Flächenverhältnis der eingefangenen Stromröhre  $A_{eff}$  zur geometrisch einfangbaren Stromröhre  $A_E$  beschreiben lässt (Abbildung 42).

$$\mu = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{max}} = \frac{A_{eff}}{A_E} \quad (36)$$

Der Durchsatzkoeffizient erreicht seinen kritischen Wert  $\mu_{krit} \leq 1$ , falls der das Strömungsfeld abschließende senkrechte Stoß im Bereich des engsten Einlaufquerschnitts liegt. Der theoretische, maximale Wert für  $\mu$  von 1 liegt dann vor, wenn die durch Verdichtungsstöße unbeeinflusste Stromröhre vollständig von den Einlauflippen des Diffusors geschluckt wird, d.h.  $A_{eff} = A_E$  (Abbildung 42). Im Falle eines Verdichtungsstoßes vor dem Einlauf kommt es zu einer Strömungsumlenkung, und der gefangene Luftmassenstrom wird verringert ( $\mu$

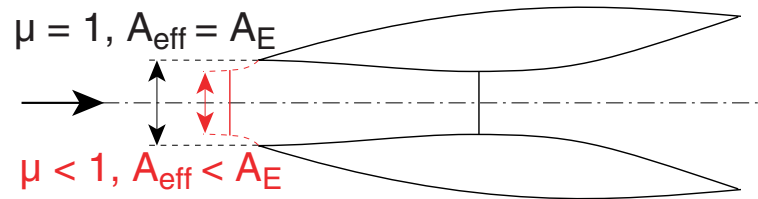


Abbildung 42: Massendurchsatz in einem Überschalldiffusor

$< 1, A_{eff} < A_E$ ) [Mün72]. In Punkt 1 (Abbildung 43) arbeitet der Diffusor in einem stabilen Betriebszustand, und der Geradstoß liegt im Bereich des engsten Querschnitts innerhalb des Diffusorkanals.

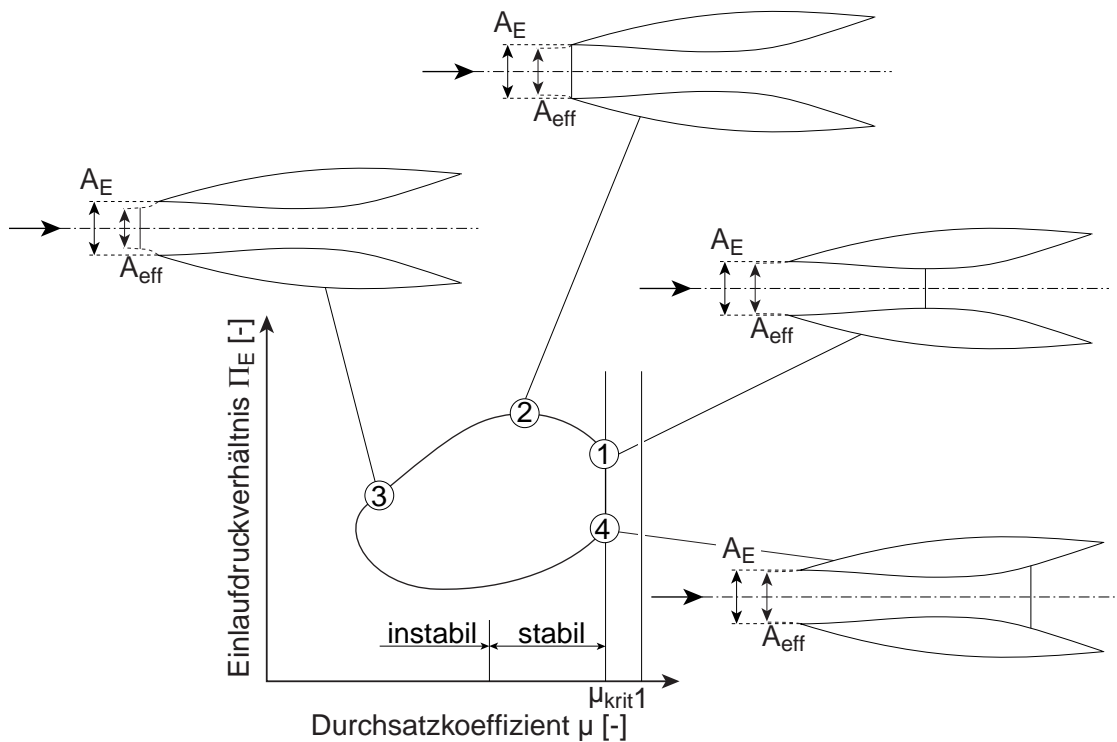


Abbildung 43: Betriebsverhalten von Überschalldiffusoren

Kommt es zu einem Anstieg des Gegendrucks aufgrund einer Betriebsstörung, wandert der Stoß stromaufwärts in den konvergenten Teil. Hier ist die Stabilisierung des Geradstoßes nicht mehr möglich, da der erhöhte Gegendruck nach einem steigenden Druckrückge-

winn verlangt<sup>11</sup>. Dieser nimmt aber mit Eintritt des Geradstoßes in den konvergenten Teil und seiner Wanderung stromaufwärts ab [Mün72] [SG85] [Sha53]. Das führt dazu, dass der senkrechte Stoß durch den konvergenten Teil des Diffusors wandert und vor der Einlauf-Flippe zum Liegen kommt. Hier bewirkt er eine dem Anstieg des Gegendrucks entsprechende Verringerung des Massenstroms und des Durchsatzkoeffizienten durch den Diffusor ( $\mu < \mu_{krit}$ ), in dem er den Querschnitt der eingefangenen Stromröhre verringert.

Bei leicht unterkritischem Betrieb kann  $\Pi_E$  aufgrund des niedrigeren Geschwindigkeitsniveaus ansteigen. In diesem Bereich bildet sich ein am Einlaufquerschnitt stabilisierter Geradstoß aus (Punkt 2 in Abbildung 43). Sinkt jedoch  $\mu$  noch weiter ab ( $\mu \ll \mu_{krit}$ ), wird das Stoßsystem instabil und  $\Pi_E$  fällt wegen der Verluste, die durch den stromaufwärts gewanderten Geradstoß verursacht werden (Punkt 3). In diesem Betriebszustand kann es durch die starke Abnahme der eingefangenen Luftströmung dazu kommen, dass die Aufnahmefähigkeit des Einlaufs wieder ansteigt und ein überkritischer Betriebszustand erreicht wird ( $\mu = \mu_{krit}$ , Punkt 4). Hierbei ist die Aufnahmefähigkeit des Diffusors größer als der eingefangene Luftstrom, der demjenigen bei kritischem Betrieb entspricht. Der Geradstoß wandert stromabwärts, was dazu führt, dass die Geschwindigkeit vor dem Stoß steigt und damit die Verluste zunehmen. Nach erfolgtem Auffüllvorgang des Kanals wandert der Geradstoß wieder stromaufwärts, und es kann zu einem pulsierenden Wechsel zwischen den beschriebenen Betriebspunkten kommen, was wegen des dabei auftretenden Geräusches mit Diffusorbrummen bezeichnet wird und zu Schäden am Einlauf führen kann [Wei79] [Her56]. Mit zunehmender Flugmachzahl steigt die Neigung zum instabilen Betriebszustand. Steht der Geradstoß vor dem Diffusor und bewirkt das Verhältnis von kleinstem Querschnitt zu Einlaufquerschnitt eine kritische Durchströmung des Halsquerschnitts, kann selbst durch Absenken des Ge-

---

<sup>11</sup>Der Massenstrom durch den Diffusor wird durch den Querschnitt der durch den Diffusor gefangenen Stromröhre bestimmt. Solange sich der Stoß innerhalb des Diffusors befindet, tritt kein Überlauf über dessen Rand auf und der kritische Durchsatz entsprechend dem kritischen Durchsatzkoeffizienten  $\mu_{krit}$  strömt durch den Diffusor.

gendrucks der senkrechte Stoß nicht geschluckt werden. Vielmehr bildet sich ein zweiter Stoß im divergenten Teil des Diffusors aus. Man spricht dann von einem *Unstart* des Diffusors [SG85].

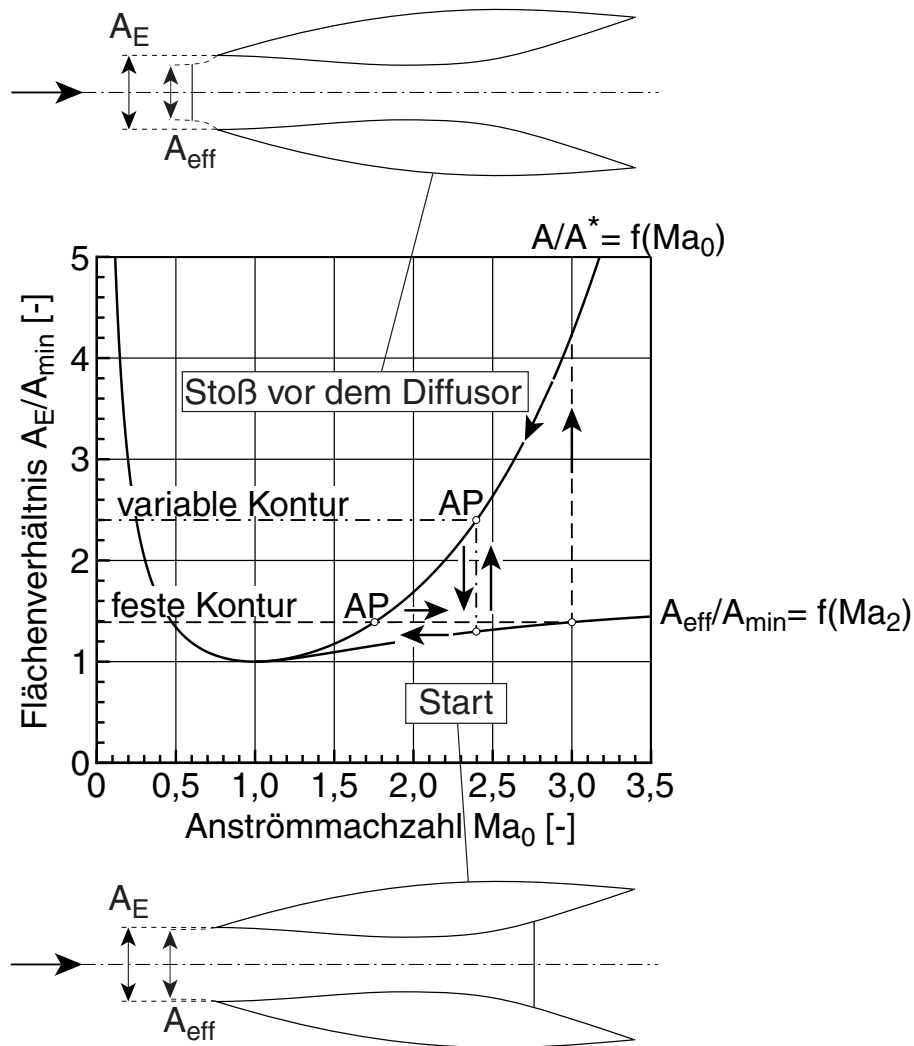
### 6.3.2 Startverhalten eines Überschalldiffusors

Das Anfahren des Auslegungspunktes eines Überschalldiffusors aus niedrigen Machzahlen stellt ein Problem dar, das im Folgenden anhand Abbildung 44 beschrieben werden soll. Die Kurve  $A/A^* = f(Ma_0)$  stellt das Verhältnis einer Fläche  $A$  bei einer Anströmmachzahl  $Ma_0$  zu derjenigen Fläche  $A^*$  dar, die unter den gegebenen Bedingungen kritisch durchströmt würde. Dieser Zusammenhang ist gegeben durch:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma_0} \left[ \frac{2}{\kappa + 1} \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_0^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}. \quad (37)$$

Wird ein Diffusor fester Geometrie mit zunehmender Machzahl von null bis zur Arbeitspunktmachzahl  $Ma_{AP}$  angeströmt, so wird unter der Annahme verlustloser Strömung zunächst der engste Querschnitt kritisch durchströmt, und ab einer Machzahl größer eins bildet sich vor dem Einlauf ein senkrechter Stoß gemäß Punkt 2 bzw. 3 in Abbildung 43 aus. Je nach Gegendruck am Diffusorende kann sich im divergenten Diffusorkanal ein zweiter Stoß einstellen (vgl. Abschnitt 6.3.1). Liegt der senkrechte Stoß am Einlaufquerschnitt an, gilt für das Flächenverhältnis der Zusammenhang aus Gleichung 37 ( $A_{eff}/A_{min} = f(Ma_2)$ ) mit der Machzahl  $Ma_2$  nach dem senkrechten Stoß. Diese Grenzkurve kennzeichnet die Flächenverhältnisse  $A_{eff}/A_{min}$ , unterhalb derer es zu einem Schlucken des Stoßes, dem sog. *Start* des Diffusors kommt. Die Flächenverhältnisse, die darüber liegen, bezeichnen die Fälle, bei denen ein senkrechter Stoß vor dem Diffusor steht. Wird die Machzahl über den Schnittpunkt der Linie konstanten Flächenverhältnisses mit der Grenzkurve weiter erhöht, springt der Geradstoß in den Diffusor und bleibt in dessen divergentem Teil stehen. Der Strömungszustand im konvergenten Teil erfüllt

nun die Bedingung aus Gleichung 37. Jetzt kann die Machzahl bis zur dem Arbeitspunkt des Diffusors entsprechenden Machzahl  $Ma_{AP}$  gesenkt werden. Der Stoß nähert sich entlang der Kurve  $A/A^* = f(Ma_0)$  stromaufwärts dem Diffusorhals an. Je geringer der Stoßabstand zum engsten Querschnitt wird, umso kleiner werden die Verluste.



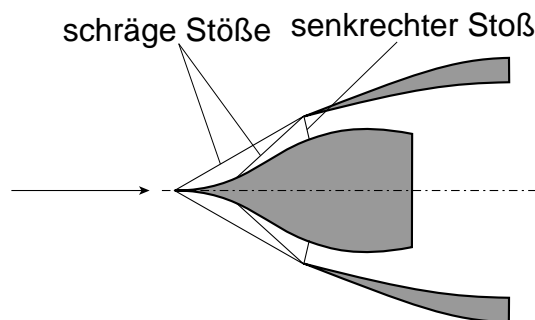
**Abbildung 44:** Betriebsverhalten eines Überschalldiffusors mit Innenverdichtung

Die beschriebene Vorgehensweise zum Starten eines Überschalldiffusors ist in der Praxis nicht realisierbar, weil sie eine Überschreitung der Auslegungsmachzahl erfordert, die aber gerade wegen des nicht

effizient arbeitenden Diffusors nicht erreicht, geschweige denn überschritten werden kann.

Eine andere Möglichkeit zum Starten besteht darin, den Diffusor mit verstellbarem Halsquerschnitt auszuführen. Dieser wird beim Anfahrvorgang soweit vergrößert, dass der senkrechte Stoß geschluckt wird. Bei Erreichen der Arbeitspunkt–Machzahl  $Ma_{AP}$  wird der Querschnitt wieder soweit verringert, dass sich der Geradstoß in der Nähe des Diffusorhalses stabilisiert (Abbildung 44). Da dies eine konstruktiv sehr aufwändige Lösung darstellt, können Diffusoren mit perforierten Wänden oder teilweise geöffneten Einläufen vorgesehen werden. Durch diese Maßnahmen wird das Defizit zwischen der verfügbaren Halsfläche und der für das Schlucken des Stoßes erforderlichen Fläche ausgeglichen [SG85].

Das Betriebs– und Startverhalten von Überschalldiffusoren wurde zunächst anhand von innenverdichtenden Ausführungen beschrieben. Daneben existieren auch Diffusoren mit äußerer Verdichtung, welche dasselbe Verhalten bei Betrieb und Start aufweisen. Hierbei wird die anströmende Luft über Verdrängungskörper, die vor der Einlaufkante liegen, verdichtet (Abbildung 45).

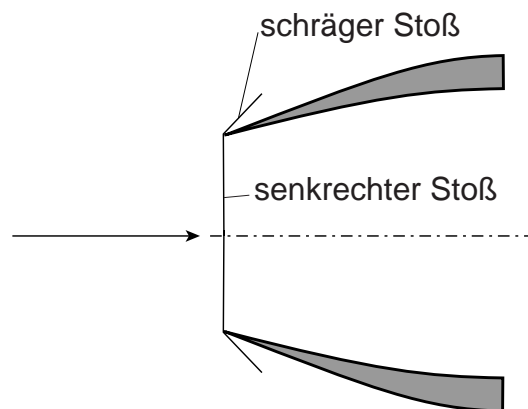


**Abbildung 45:** Diffusor mit Außenverdichtung

Grundsätzlich bewirken Diffusoren mit interner Verdichtung wegen geringerer Strömungsumlenkung einen geringeren Luftwiderstand des Antriebssystems als eine externe [Mün72] [SG85]. Zudem ist eine Realisierung unter konstruktiven Gesichtspunkten der Injektorausführung wegen weniger vorzusehender Teile einfacher. Allerdings

sind Diffusoren mit innerer Verdichtung bei Schräganblasung schwieriger regelbar als Diffusoren mit äußerer Verdichtung.

Je nach Einsatzbereich des Fluggeräts hinsichtlich Flugmachzahl kann die Verdichtung im Diffusor durch einen am Eintrittsquerschnitt anliegenden Geradstoß (Pitot-Diffusor, Abbildung 46) oder aus einem System schräger Stöße mit abschließendem Geradstoß erfolgen<sup>12</sup>.



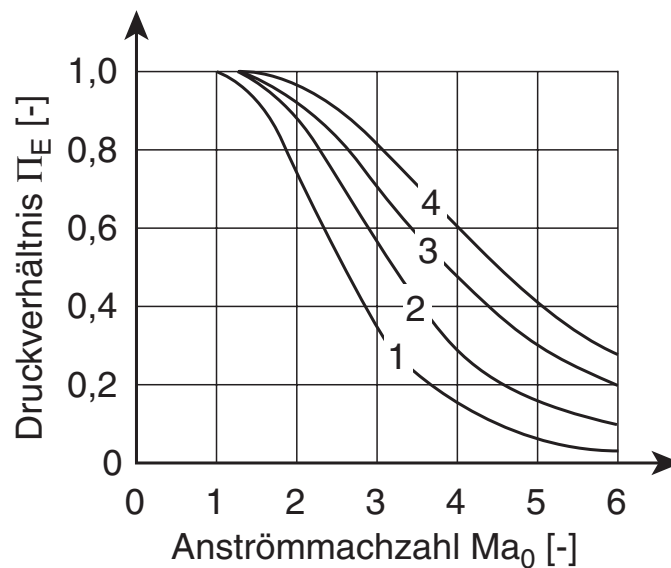
**Abbildung 46:** Geradstoßdiffusor

Als Anhaltspunkt für die Wahl des optimalen Diffusortyps geben Münzberg [Mün72] und Abramowitsch [Abr58] an, dass bis zu Flugmachzahlen von 1,5 der Geradstoßdiffusor effizient arbeitet. Während bis zu einer Machzahl von 2,5 ein Zwei- bis Dreistoßdiffusor mit Außen- oder Innenverdichtung und einfachen Regelmöglichkeiten sinnvoll ist, erscheint ab einer Flugmachzahl von 2,5 eine innere Verdichtung in Kombination mit einer Regelung des Schluckverhaltens aufgrund des höheren Druckrückgewinns ratsam. Bei Machzahlen von mehr als 3,5 gewinnt die Kombination aus innerer und äußerer Verdichtung an Bedeutung.

<sup>12</sup>Da jegliche Betriebsstörungen, die einen Anstieg des Gegendrucks bewirken, den Geradstoß stromaufwärts in den konvergenten Diffusorabschnitt wandern lassen können, wo er nicht mehr zu stabilisieren wäre, ist es ratsam, den Stoß kurz nach dem engsten Querschnitt anzuordnen. Die Machzahl vor diesem Stoß ist dann durch die schrägen Stöße soweit reduziert, dass der auftretende Totaldruckverlust gering ist. Nach Kopp [Kop00] muss die Machzahl vor dem Stoß um mindestens 0,2 höher liegen, als im engsten Querschnitt des Diffusors. Dies führt zu einem geringeren statischen Druck im Bereich des Stoßes und dahinter.



Zur Bestimmung des maximalen Druckverhältnisses bei einem System bestehend aus mindestens einem schrägen Stoß und einem abschließenden Geradstoß wurde bei einer festen Anströmmachzahl der Stoßwinkel des ersten schrägen Stoßes variiert und der dabei auftretende minimale Totaldruckverlust bestimmt. Anschließend wurde mit den Strömungsbedingungen nach dem so gefundenen optimalen Stoßwinkel der geringstmögliche Totaldruckverlust über den nächsten schrägen oder der Totaldruckverlust über den abschließenden senkrechten Stoß ermittelt [Abr58]. In Abbildung 47 ist das maximal erreichbare Druckverhältnis  $\Pi_E$  in Abhängigkeit von der Anströmmachzahl  $Ma_0$  für einen schrägen und einen senkrechten Stoß ( $n = 2$ ), für zwei schräge und einen senkrechten Stoß ( $n = 3$ ) und für drei schräge und einen senkrechten Stoß ( $n = 4$ ) im Vergleich zum Druckverhältnis für einen Geradstoß ( $n = 1$ ) gezeigt.



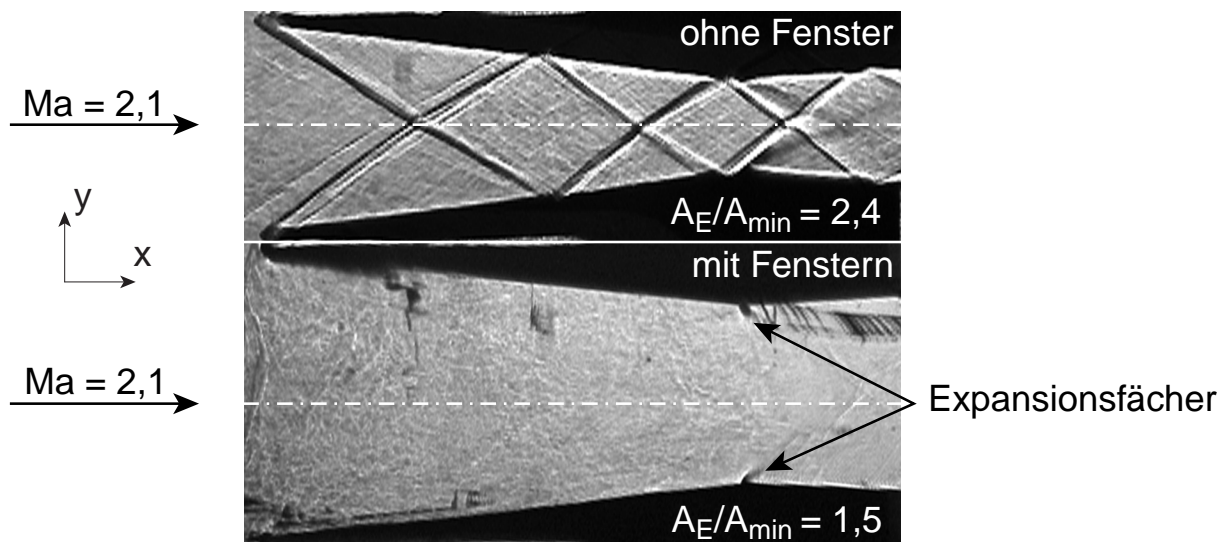
**Abbildung 47:** Druckverhältnis  $\Pi_E$  in Abhängigkeit von der Stoßanzahl bei verschiedenen Anströmmachzahlen  $Ma_0$  [Abr58]

Wie zu erkennen ist, steigt mit zunehmender Stoßanzahl zwar das theoretisch zu erwartende Druckverhältnis  $\Pi_E$ , aber ab drei Stößen fällt dieser Vorteil gering aus, und der Einfluss der Grenzschicht auf das Stoßsystem wird größer und verschlechtert den Totaldruckrück-

gewinn. Die Folge ist, dass ein Diffusor mit mehr als drei Stößen in der Praxis vor allem bei kleinen Überschallmachzahlen kaum einen Vorteil gegenüber einem Dreistoß-Diffusor aufweist [Her56].

Abschließend ist anzumerken, dass Grenzschichteinflüsse die berechnete Stoßkonfiguration in der Regel derart verändern, dass eine genaue Berechnung des Verdichtergütegrads nur in Sonderfällen möglich ist. Wenn ein Verdichtungsstoß auf eine Grenzschicht trifft, kann es wegen des Drucksprungs zu einer Anhebung oder Ablösung der Grenzschicht kommen, die ihrerseits zu einer Verlagerung des Stoßes führt. Vor allem innenverdichtende Kanäle reagieren besonders empfindlich auf die dabei auftretende Verringerung des Halsquerschnittes, die zu der diskutierten Schluckproblematik führen kann.

Um die Problematik des stabilen Diffusorbetriebs zu verdeutlichen und gleichzeitig einen Lösungsansatz für die Stabilisierung des Stoßsystems innerhalb des Diffusors vorzustellen, sind in Abbildung 48 zwei Schattenaufnahmen einer Überschallströmung mit einer Machzahl von 2,1 durch einen konvergenten Kanal dargestellt.



**Abbildung 48:** Schattenaufnahme einer Überschallströmung durch einen Diffusor ohne und mit Grenzschichteinflüssen,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 293\text{ K}$ ,  $p_0 = 10\text{ bar}$

In der oberen Aufnahme beträgt das eingestellte Flächenverhältnis  $A_E/A_{min}$  2,4, und es wurden keine Fenster senkrecht zur Beobachtungsrichtung als Kanalwände vorgesehen. Der Diffusor würde sich mit diesem Flächenverhältnis nicht starten lassen, und es müsste sich gemäß Abbildung 44 ein abgehobener Stoß vor dem Diffusor ausbilden. Da der Kanal aber durch die Diffusorkontur nur seitlich begrenzt ist, kann die nicht schluckbare Luftmenge über die Flächen senkrecht zur Beobachtungsrichtung abströmen, und sich somit innerhalb des Diffusors keine Grenzschicht aufbauen, welche die Lage und Winkel der Stöße beeinflussen würde. Es bildet sich an den Diffusorwänden gemäß der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Theorie zur Stoßreflexion ein System aus schrägen Verdichtungsstößen aus. Die Fläche der eingefangenen Stromröhre  $A_{eff}$  entspricht der Einlauffläche des Diffusors  $A_E$ , d.h.  $\mu = 1$ . Aus Abbildung 48 ist erkennbar, dass die Strömung bis zum Diffusoraustritt im Überschallregime verbleibt.

Dagegen sind in der unteren Aufnahme transparente Fenster verbaut, die eine Abströmung der eingefangenen Luft verhindern. Auch bei dem hier eingestellten kleineren Flächenverhältnis  $A_E/A_{min}$  von 1,5, das wesentlich näher an der Grenze zum Schlucken des senkrechten Stoßes liegt als das im vorigen Fall, kommt es zu einem abgehobenen Geradstoß vor dem Diffusor (vgl. Abbildung 44). Dadurch wird ein Teil der Strömung am Diffusor vorbeigelenkt, und  $\mu$  sinkt unter 1. Die Diffusorströmung befindet sich bis vor dem Halsquerschnitt im Unterschall. Der engste Querschnitt wird kritisch durchströmt, und es sind hier zwei Expansionsfächer erkennbar. Da der Totaldruck aufgrund der großen Verluste durch den abgehobenen Stoß stark abgefallen ist, kommt es bereits im divergenten Kanal zu Verdichtungsstößen.

## 6.4 Vorbrennkammer

Der Injektor–Vorbrennkammer kommt die Aufgabe zu, die Reaktion nach der Eindüsung zu stabilisieren und den Übergang vom Diffusor in die Düse zu bilden. Da sie sich im Unterschallbereich des In-

jektors befindet, sind keinerlei konstruktive Maßnahmen notwendig, die die Besonderheiten von schallnahen Strömungen oder Überschallströmungen erfordern. Innerhalb der Vorbrennkammer, die zueinander parallele Wände besitzt, kommt es aufgrund der Wärmefreisetzung durch die Reaktion zu einer Strömungsbeschleunigung.

## 6.5 Konvergent–divergente Düse

Die im Injektorstrom ausgebildete Düse hat die Aufgabe, die durch die Wärmefreisetzung beschleunigte Unterschallströmung wieder auf Überschallmachzahl zu expandieren. Resultierend aus dem Flächenverhältnis vom Austrittsquerschnitt  $A_A$  zum kritisch durchströmten Querschnitt  $A^*$  der Düse von 1,78 beträgt die Strömungsmachzahl am Austritt aus der Düse 2,1.

Aus der Theorie zu Düsenströmungen ist bekannt, dass sich bei steigendem Gegendruck ein senkrechter Stoß vom Austrittsquerschnitt der Düse stromaufwärts bewegen kann. Dies würde bei dem Injektor analog zur Diffusorströmung zu einem Anstieg des Totaldruckverlusts und aufgrund der Strömungsverzögerung auf eine Unterschallmachzahl am Austritt aus dem Injektor zu einer Verringerung des maximalen Schubs führen. Ferner würde es in diesem Fall zu einem Zünden des unverbrannten Gemisches (vgl. Funktionsbeschreibung des Injektors in Abschnitt 6.2) noch innerhalb des Injektorstroms kommen, was einerseits die thermische Belastung stark erhöht und andererseits zu einer Instabilität des Stoßsystems im Diffusor aufgrund gestiegenen Gegendrucks führt. Bei der Gestaltung der Brennkammer im Anschluss an den Injektor ist also darauf zu achten, dass der Gegendruck denjenigen Wert nicht erreicht, der zu einem senkrechten Stoß im Endquerschnitt der Düse führen würde. Geht man davon aus, dass über das im Diffusor erzeugte Stoßsystem der Totaldruck im Innenstrom auf etwa 5 bar abgesenkt wird und dass die Machzahl vor dem senkrechten Stoß im Endquerschnitt bei 2,1 liegt, errechnet sich aus Gleichung 33 die Machzahl  $Ma_2$  von 0,561 und aus Gleichung 34 ein Totaldruck von 3,37 bar, ab dem ein senkrech-

ter Stoß im Endquerschnitt der Düse steht [Abr58] [And90] [Eck61] [Sch63].

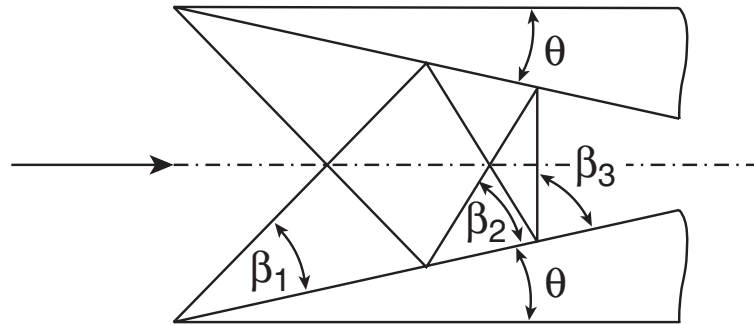
## 6.6 Konstruktive Ausführung des Injektors

Nachdem in den Abschnitten 6.3, 6.4 und 6.5 die Bestandteile des Injektors beschrieben wurden, soll nun auf die konstruktive Ausführung eingegangen werden. Wegen des günstigeren Einlaufdruckverhältnisses wurde ein Diffusor mit Innenverdichtung realisiert. Zwar sind derartige Diffusoren empfindlich auf schräge Anströmung, beim realen Einsatz in einem Fluggerät kann aber ein gleichmäßiger Strömungszustand von der Regelung des Triebwerkseinlaufs sichergestellt werden.

Die Stabilität des Stoßsystems ist bei diesem Injektor von entscheidender Bedeutung für eine sichere und effiziente Arbeitsweise. Falls der Stoß während des Betriebs von der gewünschten Position stromabwärts wandert, z.B. hervorgerufen durch einen fallenden Gegendruck in der Brennkammer, werden die Selbstzündbedingungen von Wasserstoff nicht erfüllt, und die Reaktion bricht ab, was zu einem Verlöschen des Triebwerks führen würde. Eine Wanderung des senkrechten Stoßes stromaufwärts verursacht ein Blockieren des Injektor- und des Hauptstroms mit hohen Totaldruckverlusten, welche den Wirkungsgrad des Antriebssystems verringern. Ferner kann es aufgrund der hohen statischen Temperatur zum unerwünschten Zünden des Wasserstoffs im Hauptstrom kommen, was die thermische Belastung der Injektorhälften dramatisch steigern würde. Das in Abschnitt 6.3.1 beschriebene Triebwerksbrummen, das als Folge eines pulsierenden Stoßes im Injektorstrom in diesem Fall unter Umständen zusätzlich in Erscheinung tritt, kann aufgrund starker mechanischer Belastung zu Schäden am Injektor führen.

In einem ersten Schritt zur Auswahl der Diffusorgeometrie wurde gemäß der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Theorie das Stoßsystem einer Überschallströmung bei verschiedenen Einlaufwinkeln  $\theta$  und

Machzahlen  $Ma_1$  berechnet [Emb01]. Abgebrochen wurde die Rechnung beim Erreichen eines senkrechten Stoßes. In Abbildung 49 ist die Ausbildung des Stoßsystems schematisch für einen Dreistoß-Diffusor gezeigt.



**Abbildung 49:** Auslegung des Diffusors

Die Ergebnisse der Berechnungen für die Machzahl  $Ma_2$  und die statische Temperatur  $T_2$  nach dem senkrechten Stoß sowie die Anzahl Stöße  $n$  unter der Annahme idealen Gasverhaltens sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

$\theta$ [°]	$Ma_0$ [-]	$Ma_1$ [-]	$Ma_2$ [-]	$T_2$ [K]	$n$ [-]
5	4	2,1	0,84	877	6
7	4	2,1	0,95	847	5
10	4	2,1	0,75	900	3
13	3	1,5	0,70	553	1
13	3,5	1,8	0,77	678	2
13	4	2,0	0,69	830	2
13	4	2,1	0,90	860	3
13	5,5	2,5	0,71	1408	3
13	7	3,0	0,75	2143	4
13	8	3,5	0,86	2666	5
16	4	2,1	0,70	910	2
20	4	2,1	0,78	890	2
25,7	4	2,1	0,56	941	1

**Tabelle 6:** Diffusorberechnung

Zur Berechnung der statischen Temperatur wurde die mit der Anströmmachzahl  $Ma_1$  bzw. Flugmachzahl  $Ma_0$  korrespondierende To-

taltemperatur verwendet [Bil93] [Bil90] [Ric98] (vgl. Abschnitt 1).

Für den Einlaufdiffusor wurde ein Keilwinkel  $\theta$  von  $13^\circ$  gewählt, der sowohl wegen eines bei der untersuchten Anströmmachzahl von 2,1 ausgebildeten kompakten Stoßsystems als auch geringer Verluste sowie wegen des fertigungstechnischen Aufwands die beste Kompromisslösung darstellt. Eine direkte Übertragbarkeit der Ergebnisse aus obiger Diffusorberechnung auf das sich im Diffusor des Injektors ausbildende Stoßsystem ist nicht möglich, da die axiale Ausdehnung des konvergenten Kanals kleiner ist als der Platzbedarf des Dreistoß-Systems. So tritt beim Übergang vom konvergenten in den parallelen Kanal eine Strömungsexpansion auf, die mittels der analytischen Betrachtung nicht berücksichtigt werden konnte. Ferner wurden Grenzschichteffekte nicht betrachtet, die einen großen Einfluss auf den sich in Überschalldiffusoren ausbildenden Stoßwinkel besitzen. Dennoch kann aus dieser Berechnung gefolgert werden, dass der gewählte Keilwinkel bezüglich der Flugmachzahl prinzipiell einen breitbandigen Betrieb des Injektors gestattet. So wird bei einer Flugmachzahl von vier nach dem senkrechten Stoß die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff erreicht. Dabei kann die Reaktion wegen mäßiger Vermischung von Brennstoff und Luft im Injektorstrom nicht abgeschlossen werden<sup>13</sup>. Diese Flugmachzahl stellt die untere Betriebsgrenze des Injektors ohne weitere Zündhilfen dar, da darunter die Totaltemperatur der Anströmung unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff liegt. Bei einer Flugmachzahl von sieben bildet sich im Diffusor ein Vierstoß-System aus, und der erste schräge Verdichtungsstoß erhöht die statische Temperatur über die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff. Auch hierbei kann die Reaktion im Injektorstrom wegen fehlender Mischung nicht abgeschlossen werden. Die statische Temperatur in den Hauptströmen liegt wegen der hohen Totaltemperatur der Anströmung in diesem Fall nur knapp unterhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff. Kommt es hier zu einer Zündung des Brennstoffs, kann infolge des Druckanstiegs

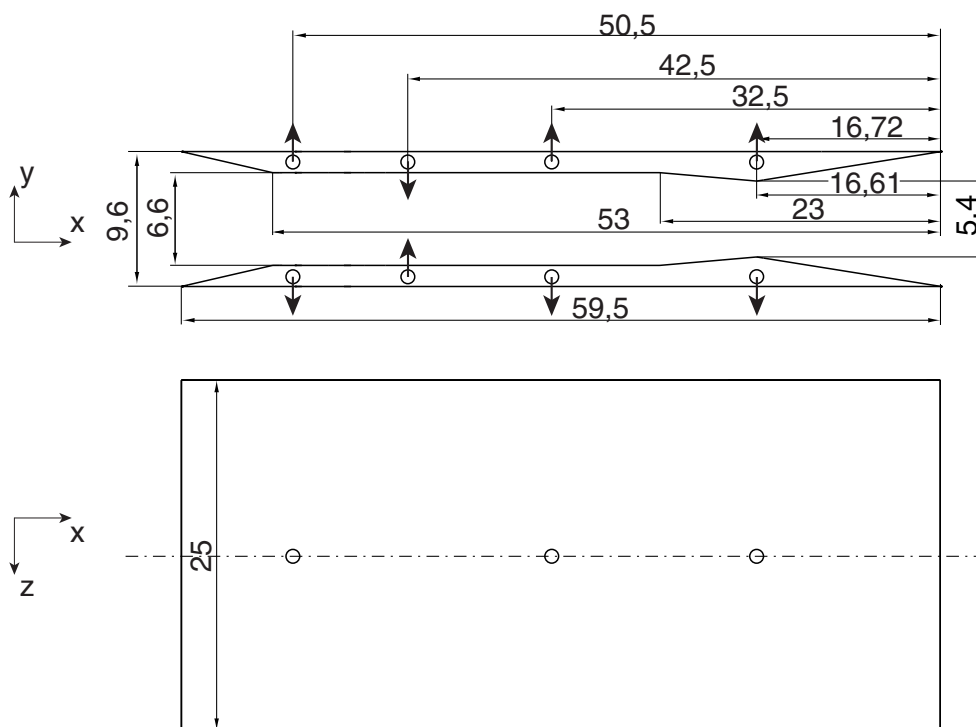
---

<sup>13</sup>Gemäß der Funktionsbeschreibung des Injektors in Abschnitt 6.2 ist dies durchaus erwünscht, da folglich Radikale in die Hauptströme emittiert werden, die dort zur Pilotierung der Reaktion führen.

ein instabiles Betriebsverhalten des Injektors auftreten. Abschnitt 6.11 beschäftigt sich ausführlich mit dieser Problematik. Diese Flugmachzahl markiert somit die obere Betriebsgrenze des Zweistrom-Injektors.

Um eine hohe Kompression der Luftströmung im Diffusor und gleichzeitig eine Beschleunigung am Austritt aus der Düse auf die Anströmmachzahl von 2,1 zu erreichen, wurde ein Flächenverhältnis  $A_E/A_{min}$  von 1,78 gewählt. Aus Abbildung 50 ist ersichtlich, dass der Diffusor dabei nicht die Bedingungen für seinen Start erfüllt. In Abschnitt 6.7 wird auf die Lösung dieses Problems eingegangen.

In Abbildung 50 sind in Seitenansicht und Draufsicht die Hauptabmessungen des Injektors und die Positionen der Brennstoffeindüsung in den Haupt- und Nebenstrom dargestellt.



**Abbildung 50:** Konstruktive Ausführung des Zweistrom-Injektors

Die Wasserstoffeinblasung in den Injektorstrom erfolgt über eine Öffnung mit einem Durchmesser von 0,66 mm und in den Hauptstrom



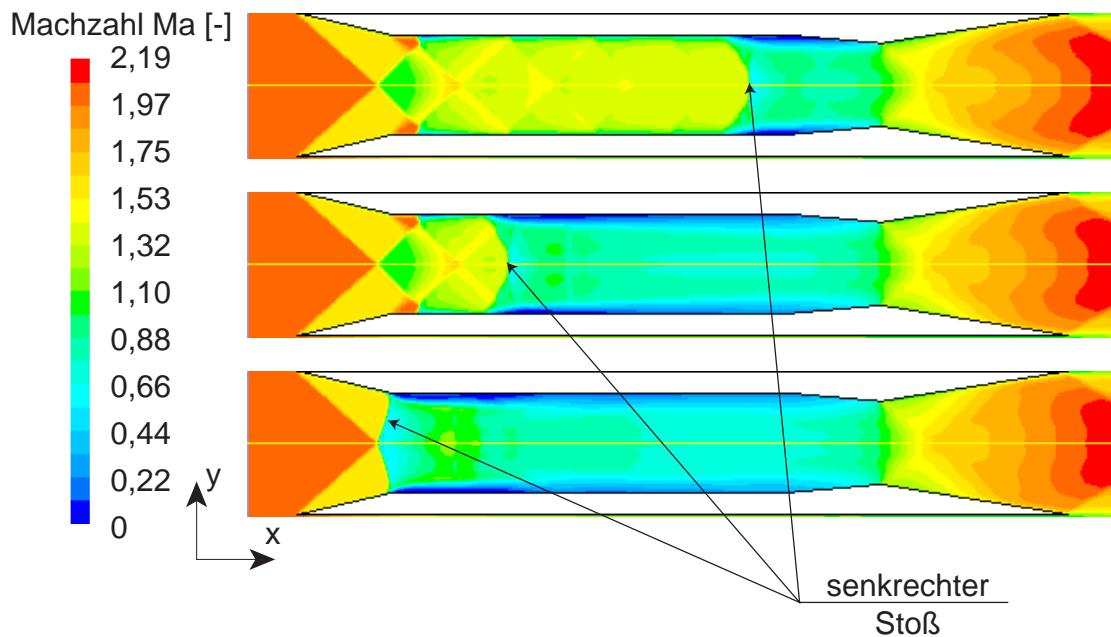
über drei Öffnungen mit einem Durchmesser von jeweils  $0,5\text{ mm}$ . Alle Injektionsöffnungen sind in der Symmetrieebene angeordnet.

## 6.7 Untersuchung der Diffusorströmung

Zunächst sollte die Übertragbarkeit der Ergebnisse aus der theoretischen Betrachtung der Stoßstabilisierung auf den oben beschriebenen Injektor mittels numerischer und experimenteller Untersuchung der kalten Strömung überprüft werden. Zur Gewährleistung eines optimalen optischen Zugangs wurde für die experimentellen Arbeiten ein Injektor verwendet, der nur die Innenströmung nachbildet. Damit konnten bei den Vorversuchen auf die kostspielige Herstellung der vollständigen Injektorausführung verzichtet und eventuell erforderliche Veränderungen vergleichsweise einfach realisiert werden.

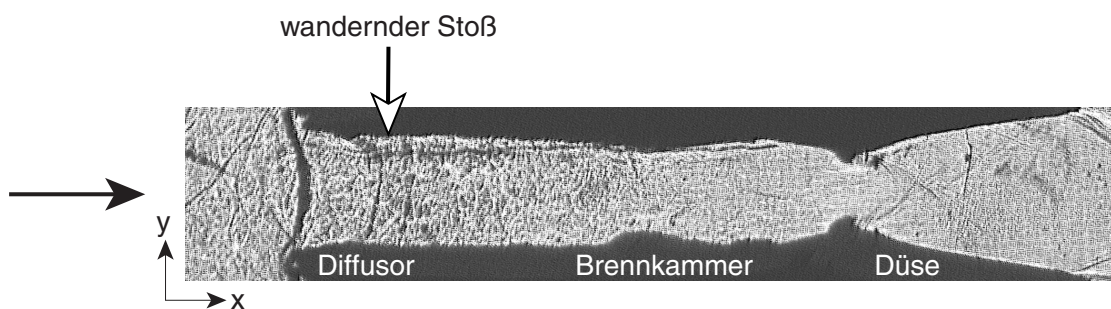
Die zweidimensionale numerische Simulation der Strömung im Innenstrom des Injektors wurde von Lyubar ausgeführt und ist detailliert in [Gra02] und [Lyu03] beschrieben. Zum Vergleich dieser Daten mit den experimentellen Arbeiten werden hier einige Ergebnisse der Berechnungen gezeigt.

Aus Abbildung 51 ist erkennbar, dass ein senkrechter Stoß durch den Knick in der Injektorwand beim Übergang der Vorbrennkammer zum Düsenhals induziert wird und stromaufwärts zur Eintrittskante des Injektors wandert. Die drei Momentaufnahmen der Machzahlverteilung zeigen die Wanderungsbewegung, während der die Machzahl vor dem Stoß und damit die Stoßstärke ansteigen. Der Totaldruckverlust wird maximal, wenn der senkrechte Stoß die Einlaufkante des Injektors erreicht. Dieser Zustand ist in Abbildung 51 nicht dargestellt. In diesem Moment liegt die Machzahl sowohl im Injektorstrom als auch im Hauptstrom unter eins. Die experimentellen Untersuchungen zeigten dasselbe Verhalten. In Abbildung 52 ist ein Ergebnis der Schattenaufnahmen dargestellt. Eine dunkle, gebogene Linie am Einlass in den Injektor zeigt einen starken Dichtegradienten mit einer dreidimensionalen Struktur. Dieser Gradient markiert einen Stoß,



**Abbildung 51:** Numerische Simulation der Stoßwanderung stromaufwärts in den Diffusor,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 298\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

der seinerseits eine Grenzschichtablösung hervorruft. Wegen des integrativen Charakters der Schattenfotografie in Detektionsrichtung ist nicht erkennbar, dass dieser Stoß an den Kanalwänden steht und sich nicht über die ganze Tiefe des Kanals erstreckt.

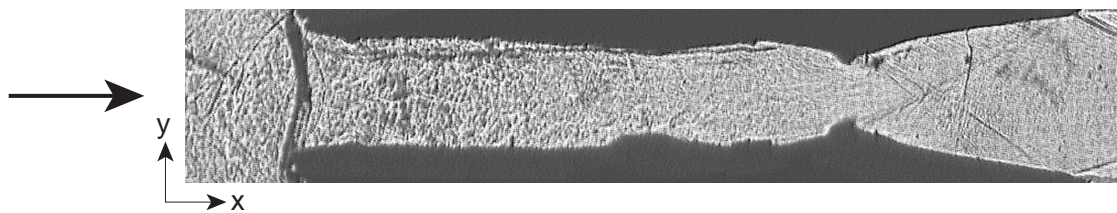


**Abbildung 52:** Schattenaufnahme der Stoßwanderung,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 298\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

Die Strömung im Diffusor ist noch im Überschall. Sequenzen aus den

Schattenaufnahmen zeigen, dass der senkrechte Stoß stromaufwärts wandert<sup>14</sup>.

Es wurde beobachtet, dass ein stabiler Zustand erreicht ist, wenn der senkrechte Stoß an der Einlaufkante des Injektors angekommen ist und zu einem Blockieren der Strömung führt (Abbildung 53). Die schrägen Verdichtungsstöße an der Auslaufkante der Düse zeigen, dass unabhängig von der Position des Geradstoßes eine gegenüber der Umgebung überexpandierte Strömung in der Düse vorliegt. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben wurde, führt der durch diese Verdichtungsstöße bewirkte Temperaturanstieg bei Einsatz des Injektors in der reagierenden Strömung zu einer Zündung der in der Düse eingefrorenen Reaktion.



**Abbildung 53:** Schattenaufnahme des vor dem Injektor stabilisierten Stoßes,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 298\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

In Übereinstimmung mit der theoretischen Betrachtung von Überschalldiffusoren wurde sowohl bei der numerischen Untersuchung als auch bei den experimentellen Tests festgestellt, dass die Stabilisierung des Stoßes im Injektorstrom eine sehr große Herausforderung darstellt. Da während des Injektorbetriebs der durch den Diffusor eingefangene Massenstrom noch durch die Brennstoffmenge vergrößert wird und ferner das Druckniveau in Innen- und Außenstrom ansteigt, wird erwartet, dass sich das Stabilitätsverhalten des Stoßsystems zusätzlich verschlechtert.

<sup>14</sup>Der senkrechte Stoß, der sich im Injektor stromaufwärts ausbreitet, hat einen dreidimensionalen Charakter. Aufgrund der integrativen Betrachtungsweise des Schattenverfahrens ist daher in Abbildung 52 die Struktur des Geradstoßes durch zwei senkrechte Linien abgebildet.

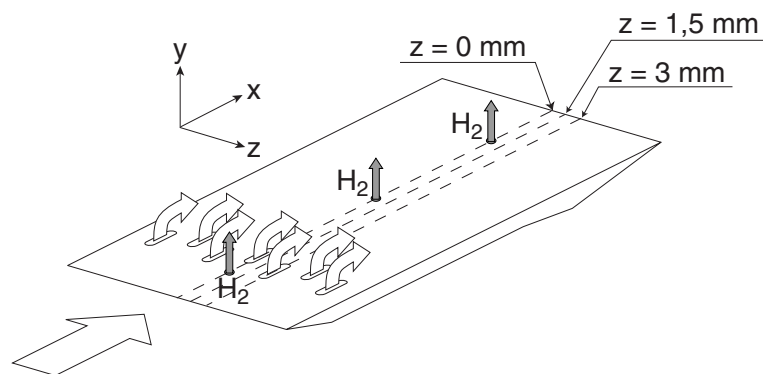
## 6.8 Stoßstabilisierung

Da zum Start des Diffusors weder eine Verstellmöglichkeit des engsten Querschnittes noch eine Überschreitung der Auslegungsmachzahl verwirklicht werden konnte, wurden Überströmöffnungen vom Innen- in den Außenstrom untersucht, die das Defizit zwischen der realen Halsfläche und der für das Schlucken des Geradstoßes erforderlichen Fläche ausgleichen sollen. In [Gra02] wurde mittels einer zweidimensionalen Simulation des Strömungsfeldes die Auswirkung von Bohrungen untersucht. Das Ergebnis der Arbeit war, dass die Stabilisierung des senkrechten Stoßes mit dieser Maßnahme grundsätzlich möglich ist, dass aber der Druckgradient zwischen Haupt- und Nebenstrom einen entscheidenden Einfluss auf die Stabilität des Stoßsystems hat. D.h. bei einem durch die Überströmung erzeugten Stoß mit entsprechendem statischen Druckanstieg im Hauptstrom verringert sich der Massenstrom und damit die Stabilität des gesamten Stoßsystems. Die Überströmöffnungen wurden aus diesem Grund als Schlitze längs zur Strömungsrichtung ausgeführt, um einerseits ihre wirksame Fläche gegenüber Bohrungen zu vergrößern und um andererseits den Druckanstieg infolge Verdichtungsstößen gering zu halten. Dieses Ergebnis zeigt auf, dass bei dem Zweistrom-Injektor über die Öffnungen eine starke gasdynamische Kopplung zwischen den Teilströmen besteht, und dass jeglicher Eingriff in einen der beiden Ströme Auswirkungen auf das Gesamtsystem zur Folge hat.

Eine dreidimensionale Berechnung unter Variation von Öffnungsdurchmesser, Anzahl, Form und Anordnung der Stabilisierungsöffnungen ist in [Peu02] beschrieben. Das Ziel dieser Arbeit war, eine Optimalkonfiguration hinsichtlich der beschriebenen Parameter für die Stoßstabilisierung bei geringstmöglichem Totaldruckverlust im Hauptstrom und stabilstem Betriebsverhalten zu finden. Das Ergebnis der Untersuchung ist in Abbildung 54 in Form einer dreidimensionalen Ansicht einer der beiden Injektorhälften gezeigt.

Die Öffnungen wurden als Langlöcher mit einem Querschnitt von  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  ausgeführt. Sie sind in zwei zueinander um  $1 \text{ mm}$

versetzten Reihen angeordnet, um eine bessere Mischung von Brennstoff und Luft im Hauptstrom zu erreichen und um den potenziellen Bereich der Stoßstabilisierung zu vergrößern. Die Öffnungen sind zwischen dem ersten und zweiten Wasserstoffjet platziert und verbinden den Injektorstrom, der den hohen statischen Druck  $p_2$  nach dem Stoßsystem besitzt, mit dem Hauptstrom, in dem ein relativ geringer statischer Druck  $p_1$  herrscht.

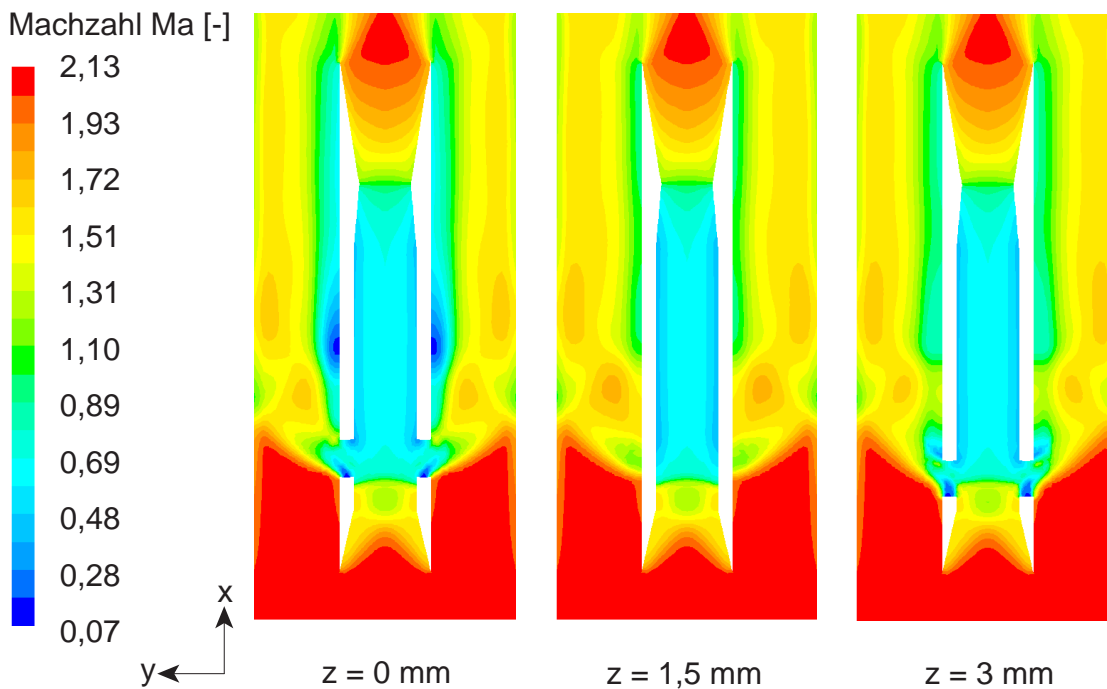


**Abbildung 54:** Ausführung der Stabilisierungsöffnungen

Wie bereits erwähnt, kann durch diese Verbindung der Massenstrom in den Hauptstrom gelangen, der ohne Öffnungen zu einer Stoßwanderung geführt hätte. Es kommt zu einer Stoßstabilisierung direkt an den Überströmöffnungen, die dazu führt, dass der Massenstrom über die Öffnungen aufgrund des hohen Drucks hinter dem Geradstoß maximal wird. Ein weiterer Effekt dieser Überströmung ist, dass der in den Hauptstrom eingeblasene Wasserstoff durch die Turbulenz im Bereich der Öffnungen schneller mit der Luftströmung vermischt wird, was zu einer Verbesserung der Zündbedingungen an der Hinterkante des Injektors führt.

Zur Illustration der Stoßstabilisierung wurden aus der Berechnung der Strömung drei Ebenen herausgegriffen. Die  $z$ -Koordinaten sind  $z = 0 \text{ mm}$  (Symmetrieebene),  $1,5 \text{ mm}$  bzw.  $3 \text{ mm}$  mit der Symmetrieebene bei  $z = 0 \text{ mm}$ . Die Ebenen  $z = 0 \text{ mm}$  und  $z = 3 \text{ mm}$  schneiden die Öffnungen, während sich die Ebene  $z = 1,5 \text{ mm}$  in der Mitte zwischen zwei Öffnungen befindet (Abbildung 54). Die Kon-

turdiagramme der Machzahl sind in Abbildung 55 gezeigt.

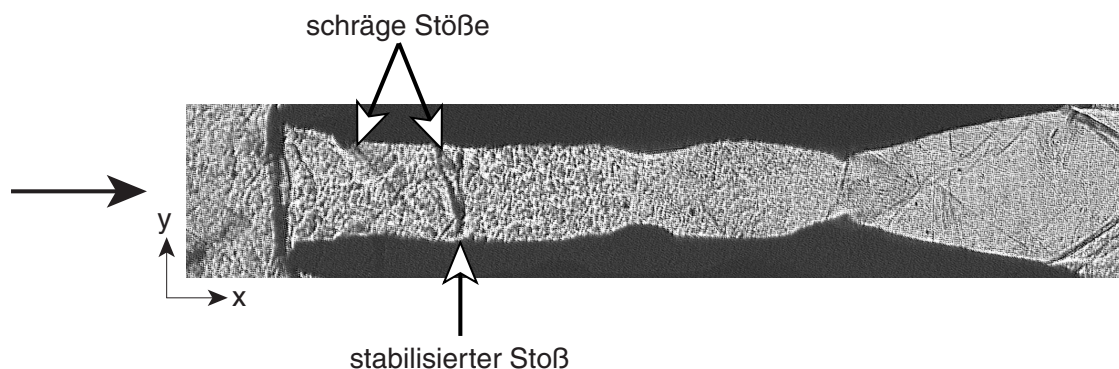


**Abbildung 55:** Numerische Simulation der Stoßstabilisierung,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 298 \text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5 \text{ bar}$

Es ist erkennbar, dass der senkrechte Stoß an der ersten Reihe von Öffnungen (Ebene  $z = 3 \text{ mm}$ ) steht, während sich die zweite Reihe (Ebene  $z = 0 \text{ mm}$ ) im Unterschallbereich hinter dem senkrechten Stoß befindet. Der Luftstrom durch die Öffnungen dringt in den Hauptstrom und führt zu einem schrägen Verdichtungsstoß. Es kommt zu einem Anstieg der Grenzschichtdicke entlang des Injektors stromabwärts der Öffnungen. Da sich die Stabilisierungsöffnungen der zweiten Reihe im Gegensatz zu denen der vorderen Reihe über ihre ganze Länge in der Unterschallströmung und damit im Bereich hohen statischen Drucks befinden, ist der Massenstrom hier deutlich größer als durch die Öffnungen der ersten Reihe. Der Hauptstrom wird deswegen hier weitaus mehr beeinflusst.

Dasselbe Stabilisationsverhalten des senkrechten Stoßes wurde experimentell beobachtet (Abbildung 56). Es sind die schrägen Stöße und ein abschließender senkrechter Stoß erkennbar, der den Injektor-

strom auf eine Unterschallmachzahl verzögert<sup>15</sup>. Bei der Konfiguration mit Stabilisierungsöffnungen trat keine Wanderung des senkrechten Stoßes auf. Am Einlauf ist, wie bei der Injektorausführung ohne Stabilisierungsöffnungen, eine senkrechte dunkle Linie erkennbar, die die Grenzschichtablösung unmittelbar am Eintritt der Strömung in den Injektorstrom markiert. Der Stoß, der dadurch verursacht wird, erstreckt sich nicht über die gesamte Tiefe des Kanals, sondern ist auf die Wandbereiche beschränkt. Dies wird dadurch deutlich, dass die Stöße stromabwärts des Injektoreinlaufs eine Überschallströmung anzeigen, während ein senkrechter Stoß vor dem Injektor eine Strömungsverzögerung auf Unterschall bewirken müsste. Wie im vorher beschriebenen Fall wird die Strömung in der Düse des Injektors beschleunigt, und die Stöße an der Auslaufkante zeigen eine überexpandierte Strömung an. Der durch die Verdichtungsstöße verursachte Temperaturanstieg führt zu einer Wiederentzündung des Gemisches, das aus dem Injektorstrom austritt, und bewirkt die Zündung des Wasserstoff–Luft–Gemisches der Hauptströme (vgl. Abschnitt 6.2).



**Abbildung 56:** Schattenaufnahme der Stoßstabilisierung,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 298\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$

<sup>15</sup>Bei direktem Vergleich der Ergebnisse ist zu beachten, dass die Daten aus der Numerik zweidimensionale Schnitte durch die Strömung darstellen, während die Schattenaufnahmen einen integrierenden Blick durch die Strömung liefern. Folglich beeinflussen die mit unterschiedlichem Vorzeichen über die Kanaltiefe auftretenden Dichtegradienten die Ablenkung des durch das Messvolumen geleiteten parallelen Lichtbündels derart, dass vor allem bei starken Gradienten mit wechselnden Vorzeichen keine exakte Auflösung der Strömungsstruktur möglich ist (vgl. Abschnitt 3.1.1).

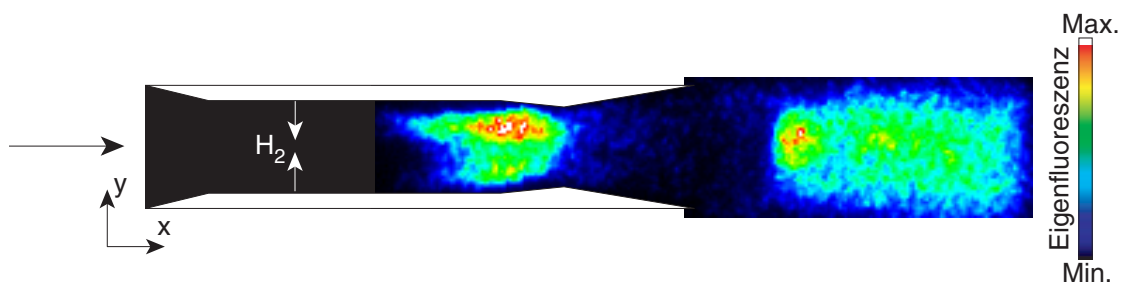
## 6.9 Zündung im Injektorstrom

Sowohl die Vorversuche mit einer Injektorvorstufe als auch die numerischen Simulationen zeigen, dass es über die Stabilisierungsöffnungen möglich ist, das Stoßsystem im Innenstrom des Injektors zu stabilisieren, was die Grundlage für eine zuverlässige Funktion in einer Überschallbrennkammer bildet. In den folgenden Experimenten soll das Zündverhalten im Innenstrom bei einer Flugmachzahl  $Ma_0$  von vier bzw. einer Totaltemperatur  $T_0$  von 900 K untersucht werden. Da im an sich unerwünschten Falle des senkrechten Stoßes direkt im Einlaufquerschnitt der Innenstrom auf eine Unterschallmachzahl verzögert und durch den konvergenten Kanal wiederum beschleunigt wird, ist dieser Fall wegen der hierbei auftretenden Temperaturabnahme als der für eine erfolgreiche Pilotierung kritische anzusehen. Es wird daher für die Untersuchung der Zündung im Injektorstrom mit der Version ohne Stabilisierungsöffnungen gearbeitet. In Abschnitt 6.11 wird noch gezeigt werden, dass die Stabilisierung des senkrechten Stoßes keinen beobachtbaren Einfluss auf die Pilotierung besitzt.

Um die chemische Reaktion im Injektorstrom zu visualisieren, wurde der Injektor mittels der Eigenfluoreszenz untersucht. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens ist in Abschnitt 3.1.5 zu finden. Da die Bildverstärkung der ICCD Kamera während der Versuche konstant gehalten wurde, gestatten die gewonnenen Daten einen direkten Vergleich der Reaktionsintensität in den untersuchten Fällen. Bei den Versuchen betrug die Totaltemperatur 900 K, der Massenstrom des eingeblasenen Wasserstoffs 1,27 g/s ( $\phi = 0,35$ , bezogen auf den Injektorluftstrom) bzw. 3,8 g/s ( $\phi = 1,06$ ). Wie im vorangegangenen Experiment lag die Machzahl bei 2,1 und der Totaldruck bei 7,5 bar. Das Ergebnis ist in Abbildung 57 gezeigt. Die Zündung des Wasserstoffs erfolgt mit einem räumlichen Verzug von etwa 11 mm stromabwärts der Injektionsöffnungen, und zwei diffusive Flammen sind in der Vorbrennkammer sichtbar. Die Reaktion findet an der Grenzfläche zwischen den Brennstoffstrahlen und der anströmenden



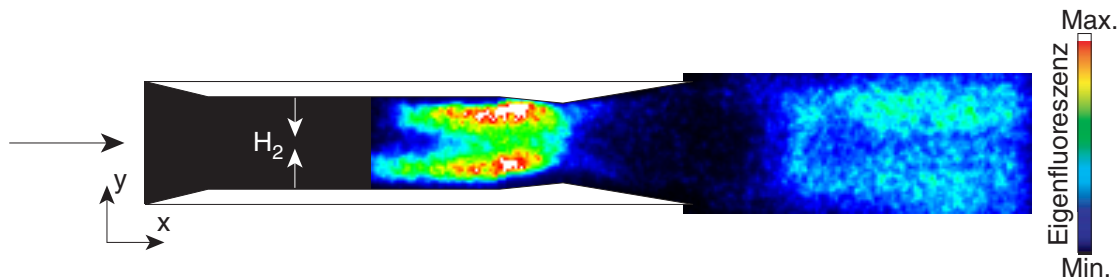
Luft statt. Die Wärmefreisetzung und der konvergente Kanal beschleunigen die Unterschallströmung, und ein kritischer Strömungszustand stellt sich im Düsenhals des Injektors ein. Unverbrannter Brennstoff existiert wegen der moderaten Mischung und der kurzen Aufenthaltszeit innerhalb des Injektorstroms noch in der Strömung, die in der Düse auf eine Überschallmachzahl beschleunigt wird. Die statische Temperatur fällt ab, und die Reaktion wird eingefroren, was dazu führt, dass in diesem Bereich die Eigenfluoreszenz unterhalb der Detektionsgrenze liegt. Wegen des überexpandierten Charakters des Injektorstroms entstehen zwei schräge Verdichtungsstöße an der Auslaufkante der Düse (Abbildungen 51 - 56), die einen großen Einfluss auf die Wärmefreisetzung stromabwärts des Injektors haben. Am Schnittpunkt beider schräger Stöße  $8\text{ mm}$  stromabwärts der Auslaufkante des Injektors steigt die Temperatur, und die Mischung wird wieder gezündet.



**Abbildung 57:** Reaktion im Injektorstrom,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  
 $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 1,27\text{ g/s}$

In der zweiten Testserie wurde der Massenstrom des eingeblasenen Wasserstoffs auf stöchiometrische Bedingungen in der Vorbrennkammer des Injektors erhöht ( $3,8\text{ g/s}$  Brennstoff), die übrigen Versuchsbedingungen waren identisch zur vorangegangenen Untersuchung. In Abbildung 58 ist die Eigenfluoreszenz der Strömung für die gestufte Verbrennung im Injektorstrom mit höherer Leistung zu sehen. Die Zündung tritt nun  $8\text{ mm}$  stromabwärts der Eindüsenöffnungen auf, und die Reaktion ist intensiver als im Fall des kleineren Äquivalenzverhältnisses. Wiederum führt die Wärmefreisetzung zu einer Beschleunigung der gezündeten Strömung bis zum kritischen

Strömungszustand im Düsenhals. Die Reaktion wird in der Düse eingefroren, und die Wiederentzündung tritt hinter dem Stoßsystem auf, das die Kompression des Innenstroms auf Umgebungsdruck bewirkt. Dies geschieht  $8\text{ mm}$  stromabwärts der Austrittskante des Injektors, an derselben Position wie im Fall des kleineren Äquivalenzverhältnisses.



**Abbildung 58:** Reaktion im Injektorstrom,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  
 $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 3,8\text{ g/s}$

Während im erstgenannten Fall die Reaktion nach der Wiederentzündung eine über dem Austrittsquerschnitt gleichmäßige Fluoreszenz bewirkt, treten nun deutlich zwei Streifen hoher Reaktionsrate zu Tage. Lyubar zeigt in [Lyu03], dass die Wasserstoffstrahlen nach der Eindüsung in den Injektorstrom bis zum Austritt aus dem Injektor weitgehend erhalten bleiben. Die Reaktion in dem Injektor ist folglich auf die Scherschicht zwischen der vorgewärmten Luftströmung mit dem Brennstoffstrahl begrenzt und die Reaktion wie im brennstoffärmeren Fall mischungslimitiert. Im Falle größeren Eindüsendrucks sind allerdings die brennstoffreichen Zonen deutlich größer, und die Vermischung benötigt entsprechend mehr Zeit. Insgesamt existieren damit am Austritt aus dem Injektor wegen des größeren Äquivalenzverhältnisses ausgedehnte fette Bereiche. Ferner liegt die Temperatur im Injektor wegen der größeren Menge kalten Wasserstoffs<sup>16</sup> niedriger als bei geringerer Leistung. Dies führt dazu, dass in diesem Fall die Scherschicht zwischen Umgebung und

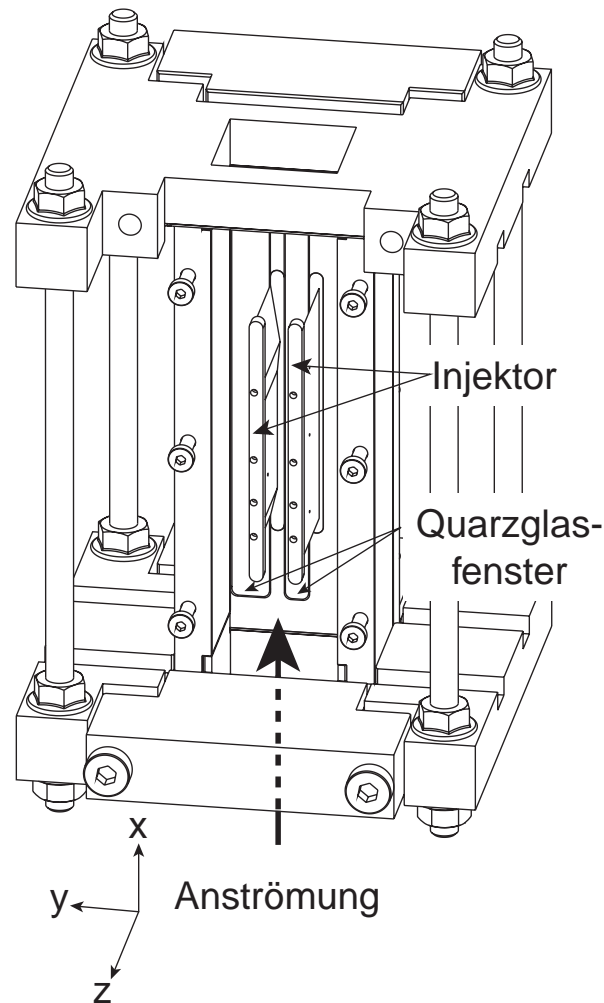
<sup>16</sup>Die Injektionsöffnungen des Wasserstoffs werden kritisch durchströmt, so dass die statische Temperatur des Wasserstoffs unmittelbar nach der Eindüsung etwa  $240\text{ K}$  beträgt.

Injektorstrom über die Verzögerung der Strömung mit resultierendem Temperaturanstieg und über die Mischungsfördernde Turbulenz einen großen Einfluss auf die Reaktion nimmt. Es kommt zu der gestreiften Struktur der Eigenfluoreszenz am Austritt aus dem Injektor mit einer im Vergleich zum brennstoffärmeren Fall verminderten Reaktionsintensität. Im Falle niedrigeren Einblasdrucks ist das Gemisch offenbar wegen der höheren Temperatur im Injektorstrom und der kleineren Bereiche hoher Brennstoffkonzentration am Austritt aus dem Injektor soweit aufbereitet, dass die Wiederentzündung unmittelbar nach dem Stoßsystem einsetzt und die Scherschicht zwischen Injektorstrom und Umgebung keine erkennbare Auswirkung hat.

## 6.10 Verhalten ohne Stabilisierungsöffnungen

In den beschriebenen Versuchen wurde gezeigt, dass mit der Konturierung des Innenstroms ein zuverlässiger Start der Reaktion erreicht werden kann, die eine Emission von Reaktionszwischenprodukten in die beiden Hauptströme bewirkt. Die Untersuchung der dort auftretenden Wasserstoffzündung in Abhängigkeit von der Stoßstabilisierung war Gegenstand der im Folgenden beschriebenen Versuche. Als Aufnahme für die beiden Injektorhälften wurde ein Brennkammersegment konstruiert, dessen Frontplatten für die Beobachtung beider Ströme als Quarzglasfenster ausgeführt werden konnten. Aus Kostengründen wurde dabei lediglich für einen der beiden Hauptströme ein Fenster vorgesehen. Die konstruktive Ausführung des Brennkammersegments mit den Injektorhälften und den Quarzglasfenstern ist in Abbildung 59 als Schnitt durch die Aufnahmevorrichtung erkennbar.

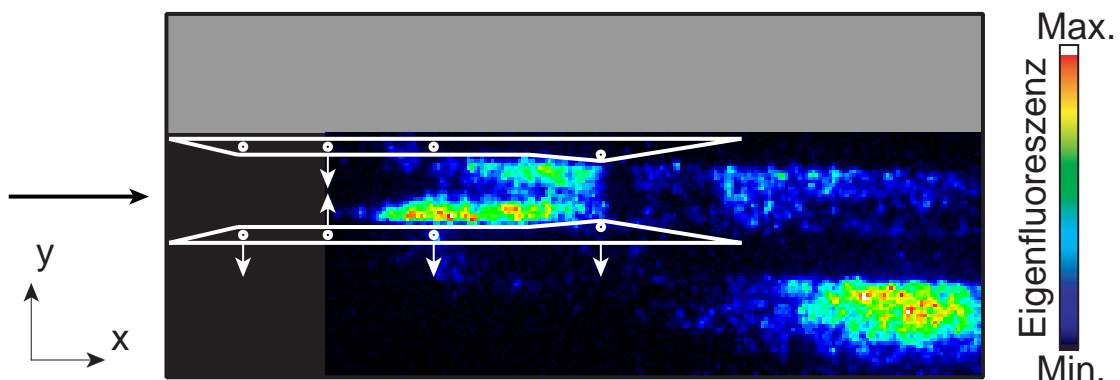
Die Untersuchung der Injektorversion ohne Stabilisierungsöffnungen, einem Wasserstoffmassenstrom von  $1,27 \text{ g/s}$  und einer Totaltemperatur von  $900 \text{ K}$  lieferte das in Abbildung 60 dargestellte Ergebnis. Der Injektorstrom zündet wie in den zuvor beschriebenen Versuchen unmittelbar nach der Eindüsung des Brennstoffs. Auch die Verlöschung der Flamme im Bereich der Überschallexpansion ist erkennbar. Im Hauptstrom sind im Bereich der beiden hinteren Eindüsuungsöffnun-



**Abbildung 59:** Schnitt durch das Brennkammersegment mit beiden Injektorhälften und optischem Zugang

gen erste Fluoreszenzen erkennbar, die auf die Selbstzündung des Wasserstoffs hindeuten. Ferner ist ein deutliches Signal etwa an derselben axialen Position detektierbar, an der die Wiederentzündung des überexpandierten Nebenstroms durch die Kompression erfolgt. Da an dieser Stelle noch keine laterale Mischung der beiden Teilströme stattgefunden haben kann, muss die Fluoreszenz auf eine Selbstzündung des Wasserstoffs stromaufwärts zurückgeführt werden, was das unmittelbar an den Eindüsungsöffnungen detektierte Signal belegt. Offenbar kommt es vor dem Hauptstrom des Injektors

zur sog. starken Lösung eines schrägen Stoßes (vgl. Abbildung 25), der zu einem Unterschallgebiet mit entsprechend gesteigener statischer Temperatur führt<sup>17</sup>. Dagegen nimmt er im Bereich des Innenstroms die Charakteristik eines Geradstoßes an und bewirkt hier eine entsprechend größere Temperaturerhöhung als im Hauptstrom, die zu einer kleineren Zündverzugslänge führt.



**Abbildung 60:** Eigenfluoreszenz-Aufnahmen im Injektor- und Hauptstrom,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 1,27\text{ g/s}$

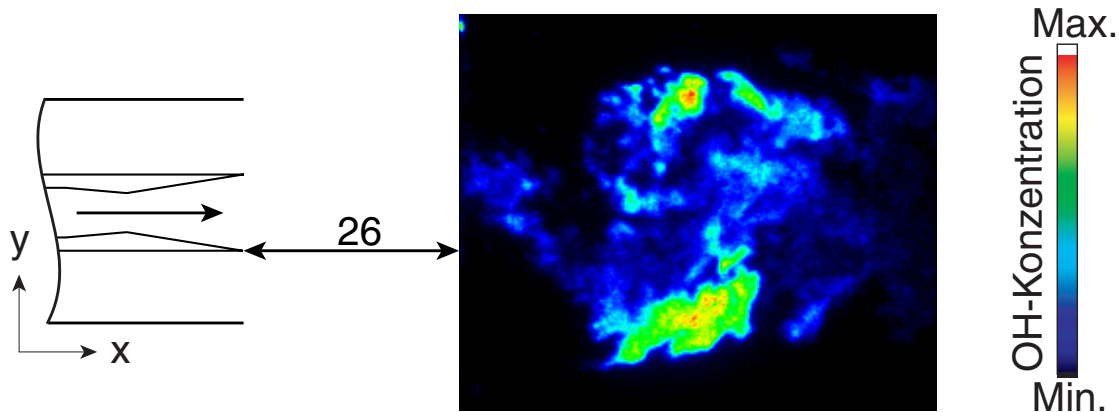
## 6.11 Verhalten mit Stabilisierungsöffnungen

Mit den beschriebenen Versuchen wurde belegt, dass der vor dem Injektor stehende Stoß zu einer Selbstzündung des Wasserstoffs in den Hauptströmen führt, was aber für eine verlustarme Funktion in einer Überschallbrennkammer unerwünscht ist. Um die Funktion der Stabilisierungsöffnungen mit Reaktion zu prüfen, wurde der Injektor mit den in Abbildung 54 dargestellten Schlitzen versehen und in dem Brennkammersegment montiert. Da das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung des Zündverhaltens der Hauptströme

<sup>17</sup>Jegliche Störungen des Hauptstroms sind grundsätzlich unerwünscht, da diese eine Verringerung des Triebwerkswirkungsgrads verursachen würden. Die Zündung des in den Hauptstrom eingeblasenen Wasserstoffs soll erst stromabwärts des Injektors durch die Reaktionszwischenprodukte aus dem Injektorstrom erfolgen.

stromabwärts des Injektors und der sich hier ausbildenden Flammenstruktur lag, und da zur Beurteilung einer einwandfreien Funktion der Stabilisierungsöffnungen ein Verfahren mit größtmöglicher Sensitivität eingesetzt werden sollte, wurde in der folgenden Versuchsreihe die laserinduzierte Fluoreszenz im Nachlauf des Injektors angewandt. Es bestand optischer Zugang ab einer Entfernung von  $26\text{ mm}$  stromabwärts der Injektorhinterkante. Es ist zu beachten, dass bei diesen Untersuchungen der aus dem Injektor austretende Strom in die Umgebung eintritt, d.h. es können mit dieser Untersuchung keine realen Brennkammerbedingungen nachgebildet werden. Dennoch können aus den Ergebnissen Schlussfolgerungen bezüglich des Brennstoffzündverhaltens in den beiden Hauptströmen bzw. im Freistrahл gezogen werden.

Der Wasserstoffmassenstrom wurde entsprechend der Messungen im Innenstrom von  $1,27\text{ g/s}$  bis  $3,8\text{ g/s}$  variiert. Die im Folgenden gezeigten Aufnahmen sind hinsichtlich der Reaktionsintensität miteinander vergleichbar, da im Detektionssystem eine identische Empfindlichkeit eingestellt wurde. In Abbildung 61 ist das Ergebnis bei einem Wasserstoffmassenstrom von  $1,27\text{ g/s}$  dargestellt.

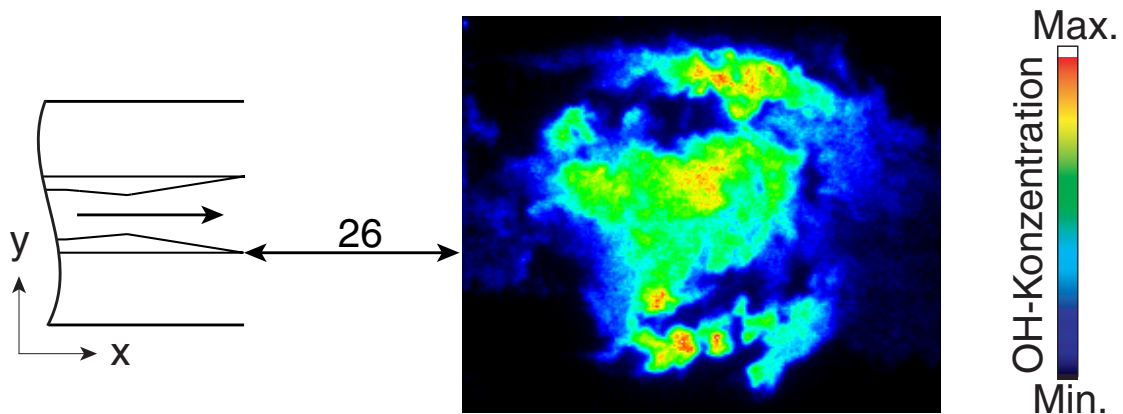


**Abbildung 61:** LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 1,27\text{ g/s}$

Schon in einem Abstand von  $26\text{ mm}$  stromabwärts der Injektor-

hinterkante ist ein Fluoreszenzsignal detektierbar, das aus dem Injektorstrom herrührt. In diesem Bereich ist in den beiden Hauptströmen kein Signal detektierbar, was darauf schließen lässt, dass die Zündung hier noch nicht stattgefunden hat. Erst nach etwa  $43\text{ mm}$  kommt es zur Zündung des in die beiden Hauptströme eingeblasenen Wasserstoffs. Dessen Umsetzung ist anhand der beiden Bereiche hoher  $OH$ -Konzentration erkennbar, die ohne eine Eindüsung in die Hauptströme nicht auftreten würden. Da an dieser Messposition die Reaktion im Zentrum schwächer in Erscheinung tritt als in den deutlich abgegrenzten Randzonen, wird gefolgert, dass der in den Injektorstrom eingeblasene Wasserstoff hier weitgehend ausgebrannt ist. Die Reaktion des Wasserstoffs in den Hauptströmen wird an dieser Position dadurch begünstigt, dass die Verzögerung in der Scherschicht zwischen Umgebung und Hauptstrom einerseits zu einem Temperaturanstieg führt und andererseits die Turbulenz erhöht, was die Mischung von Wasserstoff und Luft in den Hauptströmen verbessert.

Das Ergebnis der Messung bei einem Wasserstoffmassenstrom von  $2,53\text{ g/s}$  ist in Abbildung 62 gezeigt.

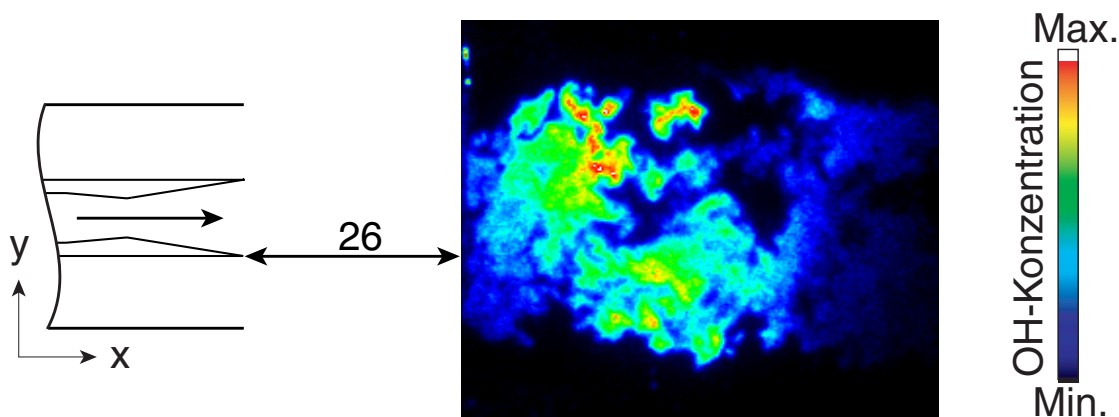


**Abbildung 62:** LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 2,53\text{ g/s}$

Auch hier lässt sich das Fluoreszenzsignal zunächst im Zentrum der

Strömung detektieren, während in den Hauptströmen offensichtlich noch keine Zündung stattgefunden hat. Wie im oberen Fall tritt diese bei einem Abstand von etwa  $43\text{ mm}$  stromabwärts der Injektorhinterkante auf. Die Reaktion im Zentrum der Strömung erscheint bei dem gesteigerten Einblasdruck deutlich intensiver, was auf die größere Menge unverbrannten Brennstoffs aus dem Nebenstrom zurückgeführt wird. Die Bereiche hoher  $OH$ -Konzentration sind wie im Falle geringeren Einblasdrucks durch die Verzögerung der Strömung mit entsprechendem Temperaturanstieg sowie durch die als Folge der Abbremsung entstehende Turbulenz zu begründen, die eine verstärkte Vermischung von Wasserstoff und Luft bewirkt.

Der Wasserstoffmassenstrom wurde in dieser Versuchsreihe bis auf  $3,8\text{ g/s}$  gesteigert (Abbildung 63). Die Fluoreszenzintensität ist in diesem Fall unmittelbar am Austritt aus der Brennkammer im Vergleich zu den oben beschriebenen Fällen wesentlich größer. Ferner ist ersichtlich, dass die Zündung des Wasserstoffs im Hauptstrom bereits stattgefunden hat, da auch in den Randbereichen der Strömung ein Fluoreszenzsignal detektierbar ist.



**Abbildung 63:** LIF-Aufnahmen am Austritt aus dem Brennkammersegment,  $Ma = 2,1$ ,  $T_0 = 900\text{ K}$ ,  $p_0 = 7,5\text{ bar}$ ,  $\dot{m}_{H_2} = 3,8\text{ g/s}$

Offenbar kommt es durch den gestiegenen Massenstrom innerhalb der Injektorhinterkante zu einer Wanderung des Geradstoßes durch den



Diffusor und zu seiner Stabilisierung vor dem Injektor. Dies führt dazu, dass sich alle drei Teilströme des Injektors im Unterschall befinden. Bei einer Totaltemperatur von  $900\text{ K}$  kommt es somit zu einer unerwünschten Frühzündung des Wasserstoffs in den Hauptströmen. Dieser Betriebszustand des Injektors entspricht demjenigen ohne Stabilisierungsöffnungen bei deutlich geringerem Einblasdruck (Abbildung 60), womit gezeigt wurde, dass sowohl die Erhöhung des Massenstroms als auch des Gegendrucks, z.B. durch Einblasung von Brennstoff, prinzipiell einen negativen Einfluss auf die Stoßstabilisierung besitzt.

Da auch bei der Version mit Überströmöffnungen die Pilotierung der Hauptströme zuverlässig erfolgte, kann gefolgert werden, dass die Zündung des Wasserstoffs im Innenstrom des Injektors unempfindlich auf die Lage des Stoßes reagiert. In jedem Fall liegt die statische Temperatur oberhalb der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff, und die Beschleunigung der Strömung im konvergenten Kanal im Falle des abgehobenen Stoßes hat keinen merklichen Einfluss auf das Temperaturniveau im Bereich der Einblasung.

Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass sich die Hauptströme hinsichtlich der Stoßstabilisierung extrem empfindlich verhalten. Zur Sicherstellung einer einwandfreien Funktion mussten Stabilisierungsöffnungen vorgesehen werden, ohne die es zu einem senkrechten Stoß am Einlaufquerschnitt gekommen wäre. Auch ein zu hoher Druck bei der Einblasung des Brennstoffs führt zu einer Verschiebung des Geradstoßes in den Bereich, in dem er nicht mehr stabilisiert werden kann. Dies wird einerseits auf die Druckdifferenz zwischen Innen- und Außenströmung zurückgeführt, die bei zunehmendem Einblasmassenstrom sowohl aufgrund des ansteigenden Drucks im Außenstrom als auch aufgrund des durch die Eindüsung verursachten stärkeren Stoßsystems soweit absinkt, dass der vom Innenstrom abgeführte Volumenstrom reduziert wird, und der Geradstoß vor den Diffusor wandert. Die Einblasung von Wasserstoff vor die Stabilisierungsöffnungen in den Hauptstrom ist allerdings trotz der tendenziellen negativen Auswirkung auf das Stabilitätsverhalten für eine einwandfreie Funk-

tion des Injektors insofern von Bedeutung, als die durch die Überströmöffnungen bewirkte Turbulenz zusammen mit der vergrößerten Mischungsweglänge zu einer Verbesserung der Brennstoffverteilung in den Hauptströmen führt. Andererseits erhöht die in den Innenstrom eingedüστε Brennstoffmenge den Massenstrom, der vom Diffusor aufgenommen werden muss. Diese Erhöhung hat dieselbe negative Auswirkung auf das Stabilitätsverhalten des Diffusors wie die Verringerung des Diffusorhalsquerschnitts  $A_{min}$  bzw. die Vergrößerung des Verhältnisses von Einlaufquerschnitt  $A_E$  zum Halsquerschnitt (vgl. Abbildung 44). Arbeitet der Überschalldiffusor am Rande des stabilen Bereichs, kann die Eindüsung von zusätzlicher Masse dazu führen, dass die Bedingungen zum Schlucken des Geradstoßes nicht mehr erfüllt werden, und sich folglich der Stoß vor dem Diffusor stabilisiert.

Bei der Auslegung des Diffusors in Abschnitt 6.6 wurde das sich bei verschiedenen Flugmachzahlen ausbildende Stoßsystem und die resultierende statische Temperatur berechnet. Wenn auch eine direkte Übertragung der Ergebnisse der theoretischen Betrachtung auf das Stoßsystem im Diffusor des Zweistrom-Injektors nicht möglich ist, so kann dennoch gefolgert werden, dass dieser im Gegensatz zu strebenförmigen Injektoren in einem breiten Flugmachzahlbereich einsetzbar ist. Die untere Grenze wird durch die für Staustrahlantriebssysteme ohne zusätzliche Zündhilfe charakteristische Flugmachzahl von etwa vier gebildet, unterhalb derer die auftretende Totaltemperatur unter der Selbstzündtemperatur von Wasserstoff liegt. Die obere Grenze liegt bei einer Flugmachzahl von etwa sieben. Dabei wird die Selbstzündtemperatur von Wasserstoff in den Hauptströmen nur knapp unterschritten. Bei Erhöhung der Fluggeschwindigkeit kann daher die Reaktion zu einem Druckanstieg und damit zu einem instabilen Betriebsverhalten führen<sup>18</sup>. Im Injektorstrom kommt es bei dieser Flugmachzahl bereits nach dem ersten schrägen Stoß zu einer

---

<sup>18</sup>Bei dieser Betrachtung wird nicht berücksichtigt, dass die Verdichtungsstöße im Hauptstrom zu einer weiteren Erhöhung der statischen Temperatur führen. Andererseits kommt es bei Erreichen der Selbstzündtemperatur aufgrund der kurzen Aufenthaltszeit nicht zu einem Druckanstieg infolge einer Wärmefreisetzung. Die Angaben zum Flugmachzahlbereich, in dem der Zweistrom-Injektor eingesetzt werden kann, sind daher nur ungefähre Anhaltswerte.

Selbstzündung des Brennstoffs. Die Pilotierung der Hauptströme ist auch bei der hohen statischen Temperatur möglich, da die Reaktion Mischungslimitiert ist und innerhalb des Injektorstroms nicht abgeschlossen werden kann.

Aus der theoretischen Betrachtung des Stoßsystems und den Ergebnissen der experimentellen wie numerischen Untersuchung des in Abschnitt 6 vorgestellten Zweistrom-Injektors kann geschlossen werden, dass dieser prinzipiell zur verlustarmen Flammenstabilisierung im Staustrahltriebwerk des im Sonderforschungsbereich 255 vorgeschlagenen Konzeptes *HTSM-6R* von der maximalen Flugmachzahl des Turboluftstrahltriebwerks bis zur Separationsmachzahl von etwa sieben einsetzbar ist.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Ein Verbund aus drei Sonderforschungsbereichen untersucht seit 1989 als Alternative zu raketenbasierenden Konzepten ein zweistufiges Hyperschall-Flugsystem mit luftatmender Unterstufe. Für die im Rahmen der Flugmission erforderlichen hohen Flugmachzahlen kommen Staustrahlantriebe, sog. Ramjets oder SCRamjets in Frage. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit überwiegend experimentellem Ansatz mit der Problematik der verlustarmen Flammenstabilisierung und des Ausbrands in einer SCRamjetbrennkammer, wofür aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit nur sehr wenig Zeit zur Verfügung steht.

Zur Simulation der Bedingungen eines Hyperschallflugs wurde ein Vorverbrennungs-Vorheizer eingesetzt, wobei prinzipiell das Problem der Testluftverunreinigung durch freie Radikale und Wasser entsteht. Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit beschäftigt sich daher zunächst mit der Analyse der Testluft und der Auswirkungen der Testluftverunreinigung auf bestehende Injektoren. Eine zu diesem Zweck durchgeführte reaktionskinetische Grundlagenstudie besagt, dass bei perfekter Vermischung der Edukte nur eine sehr geringe Radikalkonzentration emittiert wird, bei der in Verbindung mit der Wasserkonzentration keine gravierenden Einflüsse auf das Zünd- und Brennverhalten des Wasserstoffs in der Brennkammer zu erwarten sind. Dagegen belegt eine parallel durchgeführte reaktionskinetische Untersuchung, dass bei unzureichender Mischung der Edukte für die Vorreaktion Reaktionszwischenprodukte emittiert werden, die eine dramatische zündbeschleunigende Auswirkung besitzen. Diese Aussagen wurden experimentell bestätigt: Im Fall unzureichender Vermischung der Edukte vor der Reaktion konnte eine nennenswerte  $OH$ -Radikalkonzentration detektiert werden, während im Fall einer partiell vorgemischten Reaktion diese Konzentration unterhalb der Detektionsgrenze des eingesetzten Messverfahrens lag.

Inwiefern mit einer Auswirkung der Testluftverunreinigung auf das Flammenstabilisierungsverhalten von Injektoren zu rechnen ist, wur-

de anhand der Untersuchung von zwei grundverschiedenen Konfigurationen gezeigt. So wurde bei einem vergleichsweise schlanken Injektortyp, der weder Vorrichtungen zur Mischungsintensivierung von Brennstoff und Luft, noch Eigenschaften zur aerodynamischen Flammenstabilisierung besitzt, nachgewiesen, dass eine stabile Reaktion durch die Anwesenheit von Radikalen deutlich begünstigt wird. Im Gegensatz dazu konnte bei einem Injektor, der durch seine massive Konturierung einerseits gute Zündbedingungen schafft und andererseits sowohl Turbulenz generiert als auch große Rezirkulationsgebiete bietet, festgestellt werden, dass die durch den Vorheizer emittierten Radikale keinen erkennbaren Einfluss auf die Flammenstabilisierung ausüben. Mit den Untersuchungen wurde gezeigt, dass gerade technologisch interessante Injektorkonfigurationen, die geringe Totaldruckverluste produzieren, empfindlich auf Reaktionszwischenprodukte reagieren, was die Notwendigkeit einer radikalensfreien Luftvorwärmung für die Untersuchung derartiger Injektoren unterstreicht.

Einen weiteren wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit bildet die Bewertung der feuerungstechnischen Eignung konventioneller strebenförmiger Injektoren für Staustrahltriebwerke. Hierbei wurde vor allem mit Hilfe optischer Messmethoden nachgewiesen, dass aufgrund mangelnden Ausbrands innerhalb der Aufenthaltszeit, hoher Totaldruckverluste sowie aufgrund fehlender Einsatzmöglichkeit in einem breiten Flugmachzahlbereich keiner der früher vorgeschlagenen Injektoren für die Brennstoffeinbringung in SCRamjetbrennkammern in Frage kommt.

Nach den beschriebenen Vorarbeiten und dieser Analyse wurde ein neuer Injektor als Einzelelement eines Systems konzipiert, das im realen Fall aus einer Vielzahl parallel angeordneter Injektoren besteht. Der Gesamtmassenstrom wird jeweils in zwei Teilströme unterteilt. Während der größte Teil weitgehend ungestört im Überschallregime verbleibt und mit Brennstoff vermischt wird, findet in einem kleinen Teilmassenstrom die Verzögerung auf Unterschallgeschwindigkeit mit moderatem Totaldruckverlust statt. In diese Zone wird Wasser-

stoff eingeblasen, der sich aufgrund der hohen statischen Temperatur entzündet. Durch die Reaktion und eine nachgeschaltete Lavaldüse kommt es zu einer Beschleunigung der Strömung auf Überschall. Die wegen mäßiger Mischung unvollständige Verbrennung erhöht die Totaltemperatur, produziert aber auch eine hohe Radikalkonzentration, die die Zündung des Hauptstroms fördert. Da auch die Brenngeschwindigkeit durch die Radikale deutlich erhöht wird, kann die Aufenthaltszeit des Brennstoffs und damit die Länge der Brennkammer reduziert werden. Die untere Zündgrenze für die Zündung und die Flammenstabilisierung konnte mit diesem Injektor auf nur 900 K gesenkt werden.

Die Stabilisierung des Stoßsystems innerhalb des Injektors bereitete zunächst große Schwierigkeiten. Entsprechend der Theorie zu Überschalldiffusoren ist zur Erhaltung der Startbarkeit ein maximales Flächenverhältnis von größtem zu kleinstem Querschnitt nicht zu überschreiten. Ist das nicht möglich, bietet eine für den Start verstellbare Kontur oder die Abströmung eines Teilmassenstroms die Möglichkeit, einen stabilen Betrieb zu gewährleisten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die ordnungsgemäße Funktion einer Variante mit Überströmöffnungen aus dem Injektor – in den Hauptstrom nachgewiesen. Bei Einblasung von Wasserstoff verschärft sich die Problematik der Stoßinstabilität deutlich. So wurde selbst bei der Ausführung mit Stabilisierungsöffnungen bei großen Brennstoffmassenströmen eine Wanderung des Stoßsystems vor den Injektor beobachtet, die zu einer Selbstzündung des Wasserstoffs in allen Teilströmen führte.

Da mit dieser Arbeit nicht alle Fragen zum Betriebsverhalten des neuen Injektors beim Einsatz in der Brennkammer eines Hyperschallflugzeugs geklärt werden konnten, sei im Folgenden ein Ausblick auf die zukünftig durchzuführenden experimentellen Untersuchungen gegeben.

Bei hohen Leistungen sind Instabilitäten innerhalb der Brennkammer nicht auszuschließen. Es erscheint daher ratsam, unter Beibehaltung der Injektorgeometrie zusätzliche Abströmöffnungen zu schaffen, die

---

einen robusten Betrieb gewährleisten. Die erste Eindüsungsöffnung in den Hauptstrom bewirkt zwar einerseits eine Verringerung der Druckdifferenz zwischen den beiden Teilströmen aufgrund des durch die Eindüsung verursachten Stoßsystems und damit eine Neigung zu instabilem Betriebsverhalten. Andererseits führt die durch die Überströmung generierte Turbulenz und die Verlängerung des Mischungswegs zu einer Verbesserung der Brennstoffverteilung im Hauptstrom. Für die einwandfreie Funktion des Injektors ist die erste Eindüsungsposition daher beizubehalten.

Zur Sicherstellung der Funktion des Injektors in einem breiten Machzahlbereich, wie er im Rahmen einer Flugmission abgedeckt werden muss, ist es erforderlich, Experimente bei unterschiedlichen Bedingungen in Bezug auf Anströmmachzahl, Temperatur und Druck durchzuführen. Hierzu müssen Lavaldüsen mit unterschiedlichen Öffnungsverhältnissen vorgesehen werden.

Es zeigte sich, dass die aus der Vorheizanlage stammende Grenzschicht, die im realen Flug über eine geeignete Gestaltung des Einlaufdiffusors vermieden werden kann, das Stabilitätsverhalten des Injektors deutlich verschlechtert. In einer Weiterführung der Arbeiten sollte aus diesem Grund über eine Grenzschichtabsaugung stromaufwärts der Injektoren eine störungsfreie Anströmung sicher gestellt werden.

Da mit diesem Injektor zunächst die Zündvorgänge an einem Injektorelement unmittelbar nach der Eindüsung betrachtet werden sollten, wurde die Aufnahme für einen einzelnen Injektor als Teil einer Modellbrennkammer ausgeführt. Die Konstruktion eines Strömungskanals, in dem die gestartete Reaktion abgeschlossen werden muss, ohne dass es zum thermischen Blockieren kommt, und der die Überprüfung des Betriebsverhaltens parallel angeordneter Injektoren gestattet, könnte Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Problematik der Flammenstabilisierung in einer Überschallbrennkammer als Teil des Triebwerks behandelt. Dieses umfasst zusätzlich den Einlauf, durch den

eine ungestörte Anströmung der Brennkammer sichergestellt werden muss, und die Düse, die durch die Beschleunigung der Strömung den Schub erzeugt. Jedes dieser Bauteile erfordert, wie die Konzeption der Brennkammer, eine detaillierte Untersuchung hinsichtlich eines effizienten und breitbandigen Betriebs. Ferner muss der Nachweis eines störungsfreien Zusammenspiels dieser Triebwerksbestandteile erbracht werden.

Zur Konstruktion eines funktionsfähigen Hyperschallflugzeugs sind über die Frage des Antriebs hinaus, eine Vielzahl von weiteren Problemen zu lösen, wobei ein tragendes Konzept nur unter Berücksichtigung der Vorgaben der beteiligten Forschungsbereiche gefunden werden kann. Die Realisierung eines Staustrahltriebwerks erfordert beispielsweise hochtemperaturbeständige Materialien, die bei einem Missionseinsatz ein Bauteilversagen sicher vermeiden. Ferner wird der Rahmen für die Flugbahnoptimierung durch die Leistungsfähigkeit des Triebwerks und die maximale thermische sowie mechanische Belastbarkeit der Werkstoffe eingeschränkt. Die genannten Beispiele, die nur einen kleinen Teil der gesamten Fragestellung wiedergeben, zeigen somit, dass in Kooperation der verschiedenen Forschungsbereiche die Lösungsansätze diskutiert werden müssen, um ein funktionsfähiges Gesamtkonzept realisieren zu können.



## Literatur

- [Abr58] ABRAMOWITSCH, G. N.: *Angewandte Gasdynamik*. Berlin : VEB Verlag Technik Berlin, 1958
- [AF88] ALONSO, M. ; FINN, E. J.: *Quantenphysik*. 2. Bonn : Addison–Wesley Publishing Company, 1988. – ISBN 3–89319–147–X
- [Alg93] ALGERMISSEN, J.: Fundamentals of Supersonic Combustion. In: *2<sup>nd</sup> Space Course on Low Earth Orbit Transportation* (1993), S. 31/1–31/20
- [AN70] ALGERMISSEN, J. ; NÖTZOLD, D.: Der zeitliche Ablauf der Verbrennung von Wasserstoff im Überschall–Luftstrom. In: *Forschung im Ingenieurwesen, VDI Düsseldorf* 36 (1970), Nr. 6, S. 169–184
- [And90] ANDERSON, J. D.: *Modern Compressible Flow*. 2. New York : McGraw–Hill International Editions, 1990. – ISBN 0–07–100665–6
- [ASM<sup>+</sup>93] ABBITT, J. D. ; SEGAL, C. ; MCDANIEL, J. C. ; KRAUSS, R. H. ; WHITEHURST, R. B.: Experimental Supersonic Hydrogen Combustion Employing Staged Injection behind a Rearward–Facing Step. In: *Journal of Propulsion and Power* 9 (1993), Nr. 3, S. 472–478
- [Bau94] BAUER, A.: *Betriebsverhalten luftatmender Kombinationstriebwerke für den Hyperschallflug unter besonderer Berücksichtigung der Triebwerksintegration*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1994
- [Ber94] BERTIN, J. J.: *Hypersonic Aerothermodynamics*. Washington : American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1994. – ISBN 1–56347–036–5

- [Bil90] BILLIG, F. S.: Design and Development of Single-Stage-to-Orbit-Vehicles. In: *John Hopkins APL Technical Digest* 11 (1990), Nr. 3 und 4, S. 336–352
- [Bil93] BILLIG, F. S.: Research on Supersonic Combustion. In: *Journal of Propulsion and Power* 9 (1993), Nr. 4, S. 499–514
- [BSR97] BARBER, M. J. ; SCHETZ, J. A. ; ROE, L. A.: Normal, Sonic Helium Injection through a Wedge-Shaped Orifice into Supersonic Flow. In: *Journal of Propulsion and Power* 13 (1997), Nr. 2, S. 257–263
- [CJ97] COX, T. H. ; JACKSON, D.: Supersonic Flying Qualities Experience Using the SR-71. In: *AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Paper AIAA-97-3654* (1997), S. 1–13
- [CT02] CHASE, R. ; TANG, M.: The Quest for Single Stage Earth-to-Orbit: TAV, NASP, DC-X and X-33 Accomplishments, Deficiencies and Why They Did Not Fly. In: *11<sup>th</sup> AIAA/AAAF International Conference Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Paper AIAA-2002-5143* (2002), S. 1–17
- [DC62] DIEKE, G. H. ; CROSSWHITE, H. M.: The Ultraviolet Bands of OH. In: *Journ. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 2 (1962), S. 97–199
- [DJ98] DESSORNES, O. ; JOURDREN, C.: Mixing Enhancement Techniques in a Scramjet. In: *8<sup>th</sup> International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Paper AIAA-98-1517* (1998), S. 1–17
- [DMHH94] DONOHUE, J. M. ; MCDANIEL, J. C. ; HAJ-HARIRI, H.: Experimental and Numerical Study of Swept Ramp Injection into a Supersonic Flowfield. In: *AIAA Journal* 32 (1994), Nr. 9, S. 1860–1867

- [EBV79] ECKBRETH, A. C. ; BONCZYK, P. A. ; VERDIECK, J. F.: Combustion Diagnostics by Laser Raman and Fluorescence Techniques. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 5 (1979), S. 253–322
- [Eck61] ECK, B.: *Technische Strömungslehre*. 6. Berlin : Springer Verlag, 1961
- [Eck96] ECKBRETH, A. C.: *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*. Bd. 3. 2. Connecticut : Gordon and Breach Publishers, 1996. – ISBN 90–5699–532–4
- [Ede01] EDER, A.: *Brennverhalten schallnaher und überschallschneller Wasserstoff–Luft–Flammen*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 2001
- [Emb01] EMBERGER, H. M.: *Konstruktion und Untersuchung eines Zweistrom–Eindüsungskonzepts für Wasserstoff in Überschallbrennkammern*, Diplomarbeit Technische Universität München, Diplomarbeit, 2001
- [ES69] EDELMAN, R. B. ; SPADACCINI, L. J.: Theoretical Effects of Vitiated Air Contamination on Ground Testing of Hypersonic Airbreathing Engines. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 6 (1969), Nr. 12, S. 1442–1447
- [Esc96] ESCH, T.: *Zur Integration des Antriebs in ein Hyperschallflugzeug unter besonderer Berücksichtigung der Kräftebilanzierung*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1996
- [FS89] FADINI, A. ; SCHNEPEL, F. M.: *Vibrational Spectroscopy, Methods and Applications*. Chichester : Ellis Horwood Limited, 1989. – ISBN 0–7458–0035–1
- [Gab96] GABLER, W.: *Gemischbildung, Flammenstabilisierung und Verbrennung in einer gestuften Überschallbrennkammer*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1996

- [GAM00] GRÜNIG, C. ; AVRASHKOV, V. ; MAYINGER, F.: Fuel Injection into a Supersonic Airflow by Means of Pylons. In: *Journal of Propulsion and Power* 16 (2000), Nr. 1, S. 29–34
- [Gay74] GAYDON, A. G.: *The Spectroscopy of Flames*. 2. London : Chapman & Hall, 1974
- [Grü99] GRÜNIG, C.: *Gemischbildung und Flammenstabilisierung bei Pyloneinblasung in Überschallbrennkammern*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1999
- [Gra02] GRABOVAC, D.: *Numerische Untersuchung eines Zweistrom-Eindüsungskonzepts für Wasserstoff in Überschallbrennkammern*, Semesterarbeit Technische Universität München, Semesterarbeit, 2002
- [GSNC96] GLAWE, D. D. ; SAMIMY, M. ; NEJAD, A. S. ; CHEN, T. H.: Effects of Nozzle Geometry on Parallel Injection into a Supersonic Flow. In: *Journal of Propulsion and Power* 12 (1996), Nr. 6, S. 1159–1168
- [GW90] GUTHEIL, E. ; WILLIAMS, F. A.: A Numerical and Asymptotic Investigation of Structures of Hydrogen–Air Diffusion Flames at Pressures and Temperatures of High–Speed Combustion. In: *Twenty–Third Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute* (1990), S. 513–521
- [GWL91] GUERRA, R. ; WAIDMANN, W. ; LAIBLE, C.: An Experimental Investigation of the Combustion of a Hydrogen Jet Injected Parallel in a Supersonic Air Stream. In: *3<sup>rd</sup> AIAA International Aerospace Planes Conference, Paper AIAA–91–5102* (1991), S. 1–11
- [GYS93] GUTMARK, E. ; YU, K. H. ; SCHADOW, K. C.: The Effect of Nozzle–Lip Wake on the Structure, Stability

- and Pressure Fluctuations of Coaxial Supersonic Jets. In: *15<sup>th</sup> AIAA Aeroacoustics Conference, Paper AIAA-93-4363* (1993), S. 1–9
- [Hai94] HAIBEL, M.: *Gemischbildung und Struktur schneller Wasserstoff-Luft-Flammen im Nahbereich turbulenter Rezirkulationsgebiete*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1994
- [Her45] HERZBERG, G.: *Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*. New York : Van Nostrand Reinhold, 1945
- [Her56] HERMANN, R.: *Supersonic Inlet Diffusers and Introduction to Internal Aerodynamics*. Minneapolis : Minneapolis-Honeywell Regulator Company, 1956
- [HH79] HUBER, K. P. ; HERZBERG, G.: *Constants of Diatomic Molecules*. Bd. 1. 2. New York : Van Nostrand Reinhold, 1979. – ISBN 0-442-23394-9
- [Hol95] HOLLAS, J. M.: *Moderne Methoden in der Spektroskopie*. Braunschweig : Vieweg Verlag, 1995. – ISBN 3-528-06600-8
- [Hol97] HOLLMEIER, S.: *Simulation des Betriebsverhaltens von Antrieben für Raumtransporter/Hyperschallflugzeuge*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1997
- [HSM79] HUBER, P. W. ; SCHEXNAYDER, C. J. ; MCCLINTON, C. R.: Criteria for Self-Ignition of Supersonic Hydrogen-Air Mixtures. In: *NASA Technical Paper 1457* (1979), S. 1–54
- [HVSK00] HABER, L. C. ; VANDSBURGER, U. ; SAUNDERS, W. R. ; KHANNA, V. K.: An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate Under Non-Adiabatic Conditions. In: *45<sup>th</sup>*

- ASME International Gas Turbine and Aeroengine Technical Congress, Paper GT-2000-0121* (2000)
- [Kas88] KASAL, P.: *Räumlich hochauflösende Flammendiagnostik mit Hilfe der spontanen Ramanspektroskopie*, Dissertation Universität Stuttgart, Dissertation, 1988
- [KGS<sup>+</sup>92] KEE, R. J. ; GRCAR, J. F. ; SMOOKE, M. D. ; MILLER, J. A. ; MEEKS, E.: A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flame. In: *Sandia National Laboratories Report SAND85-8240* (1992)
- [KGW<sup>+</sup>02] KASAL, P. ; GERLINGER, P. ; WALTHER, R. ; V. WOLFERSDORF, J. ; WEIGAND, B.: Supersonic Combustion: Fundamental Investigations of Aerothermodynamic Key Problems. In: *11<sup>th</sup> AIAA/AAAF International Conference Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, Paper AIAA-2002-5119* (2002), S. 1-8
- [Kop00] KOPP, S.: *Dynamische Echtzeit-Leistungssyntheserechnung mit Sekundär- und Störeffekten für Hyperschall-Luftstrahlantriebe*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 2000
- [KWLS96] KARAGOZIAN, A. R. ; WANG, K. C. ; LE, A. T. ; SMITH, O. I.: Transverse Gas Jet Injection behind a Rearward-Facing Step. In: *Journal of Propulsion and Power* 12 (1996), Nr. 6, S. 1129-1136
- [LC94] LUQUE, J. ; CROSLEY, D. R.: LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (Version 0.99). In: <http://www.sri.com/psd/lifbase/> (1994)
- [Lon77] LONG, D. A.: *Raman Spectroscopy*. New York : McGraw-Hill International Book Company, 1977. – ISBN 0-07-038675-7

- [Lyu03] LYUBAR, A.: *Modellierung der Überschallverbrennung in einer SCRamjetbrennkammer*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 2003
- [May94] MAYINGER, F.: *Optical Measurements, Techniques and Applications*. Berlin : Springer Verlag, 1994. – ISBN 3-540-56765-8
- [MB89] MILLER, J. A. ; BOWMAN, C. T.: Mechanism and Modeling of Nitrogen Chemistry in Combustion. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 15 (1989), Nr. 4, S. 287–338
- [MHS<sup>+</sup>97] MITANI, T. ; HIRAIWA, T. ; SATO, S. ; TOMIOKA, S. ; KANDA, T. ; TANI, K.: Comparison of Scramjet Engine Performance in Mach 6 Vitiated and Storage-Heated Air. In: *Journal of Propulsion and Power* 13 (1997), Nr. 5, S. 635–642
- [Mit95] MITANI, T.: Ignition Problems in Scramjet Testing. In: *Combustion and Flame* 101 (1995), S. 347–359
- [MKM<sup>+</sup>95] MASUYA, G. ; KOMURO, T. ; MURAKAMI, A. ; SHINOZAKI, N. ; NAKAMURA, A. ; MURAYAMA, M. ; OHWAKI, K.: Ignition and Combustion Performance of Scramjet Combustors with Fuel Injection Struts. In: *Journal of Propulsion and Power* 11 (1995), Nr. 2, S. 301–307
- [Mün72] MÜNZBERG, H. G.: *Flugantriebe, Grundlagen, Systematik und Technik der Luft- und Raumfahrtantriebe*. Berlin : Springer-Verlag, 1972. – ISBN 3-540-05626-2
- [PBC02] PELLETT, G. L. ; BRUNO, C. ; CHINITZ, W.: Review of Air Vitiation Effects on Scramjet Ignition and Flameholding Combustion Processes. In: *38<sup>th</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Paper AIAA-2002-3880* (2002), S. 1–37

- [Peu02] PEUKERT, A.: *Stoßstabilisierung in einem Wasserstoffinjektor für SCRamjetbrennkammern*, Semesterarbeit Technische Universität München, Semesterarbeit, 2002
- [Ric98] RICK, H.: Leistungsberechnung und Betriebsverhaltensanalyse luftatmender Antriebssysteme für Hyperschallflugzeuge im Normalbetrieb und bei Störungen. In: *Arbeits- und Ergebnisbericht, Sonderforschungsbereich 255, Teilprojekt B1* (1998), S. 233–296
- [RS23] ROTH, W. A. ; SCHEEL, K.: *Landolt–Börnstein, Physikalisch–Chemische Tabellen*. Bd. 2. 5. Berlin : Springer Verlag, 1923
- [RYC90] RAMOHALLI, K. ; YANG, Y. ; CORT, A.: Further Results from Free Radicals–Augmented High Speed Turbulent Combustion. In: *26<sup>th</sup> AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference, Paper AIAA–90–2097* (1990), S. 1–12
- [Sch63] SCHMIDT, E.: *Einführung in die technische Thermodynamik und in die Grundlagen der chemischen Thermodynamik*. 10. Berlin : Springer–Verlag, 1963
- [SE95] SRINIVASAN, S. ; ERICKSON, W. D.: Interpretation of Vitiating Effects on Testing at Mach 7 Flight Conditions. In: *31<sup>st</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Paper AIAA–95–2719* (1995), S. 1–14
- [SEB95] SAMANIEGO, J. M. ; EGOLFOPOULOS, F. N. ; BOWMAN, C. T.:  $CO_2^*$  Chemiluminescence in Premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 109 (1995), S. 183–203
- [SG85] SEDDON, J. ; GOLDSMITH, E. L.: *Intake Aerodynamics*. London : Collins Professional and Technical Books, 1985. – ISBN 0–00–383048–9



- [SGF<sup>+</sup>99] SMITH, G. P. ; GOLDEN, D. M. ; FRENKLACH, M. ; MORIARTY, N. W. ; EITENEER, B. ; GOLDENBERG, M. ; BOWMAN, C. T. ; HANSON, R. K. ; SONG, S. ; GARDINER, W. C. ; LISSIANSKI, V. V. ; QIN, Z.: GRI-Mech 3.0, Modified GRIMECH 3.0 Reaction Mechanism. In: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/) (1999)
- [Sha53] SHAPIRO, A. H.: *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*. Bd. 1. New York : The Ronald Press Company, 1953
- [She01] SHEPHERD, J. P.: Mechanism Library. In: <http://www.galcit.caltech.edu/EDL/mechanisms/library/Library.html> (2001)
- [ST80] SPADACCINI, L. J. ; TEVELDE, J. A.: Autoignition Characteristics of Aircraft-Type Fuels. In: *NASA Contractor Report, NASA CR-159886* (1980), S. 1–32
- [Str93] STRUBE, G.: *Struktur und Brenngeschwindigkeit turbulenter, vorgemischter Wasserstoff-Flammen*, Dissertation Technische Universität München, Dissertation, 1993
- [Sut71] SUTTROP, F.: Untersuchungen über Zündhilfen für Überschall-Diffusionsflammen am Rande des Selbstzündungsbereichs. In: *Zeitschrift für Flugwissenschaften* 19 (1971), Nr. 4, S. 163–168
- [Sut72] SUTTROP, F.: Katalytische Induktion der Verbrennung von Wasserstoff in Hyperschall-Staustrahlantrieben. In: *DGLR-Jahrbuch* (1972), S. 350–357
- [Toe64] TOEPLER, A.: *Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode*. Bonn : Max Cohen und Sohn, 1864
- [Tur96] TURNS, S. R.: *An Introduction to Combustion, Concepts and Applications*. New York : McGraw-Hill International Book Company, 1996. – ISBN 0-07-911812-7

- [Wad03] WADE, M.: Encyclopedia Astronautica. In: *http://www.astronautix.com/spaceflt.htm* (2003)
- [Web79] WEBER, A.: *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids*. Berlin : Springer Verlag, 1979. – ISBN 3–540–09036–3
- [Wei79] WEINREICH, H. L.: *Eindimensionale Betrachtungen zum Stabilitätsverhalten von Einlaufdiffusoren für Überschall-Flugantriebe*, Dissertation Technische Hochschule Darmstadt, Dissertation, 1979
- [WMD01] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Verbrennung*. 3. Berlin : Springer Verlag, 2001. – ISBN 3–540–42128–9
- [WMZ92] WAITZ, I. A. ; MARBLE, F. E. ; ZUKOSKI, E. E.: A Systematic Experimental and Computational Investigation of a Class of Contoured Wall Fuel Injectors. In: *30<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Paper AIAA–92–0625* (1992), S. 1–21
- [YS94] YU, K. H. ; SCHADOW, K. C.: Cavity-Actuated Supersonic Mixing and Combustion Control. In: *Combustion and Flame* 99 (1994), S. 295–301