

„Wärmeübergang von Wasserstoff und Methan in
Kühlkanälen regenerativ gekühlter Schubkammern
kryogener Raketentriebwerke“

„Heat Transfer Processes for Hydrogen and Methane in
Cooling Channels of Regeneratively Cooled Thrust
Chambers of Cryogenic Rocket Engines”

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Jan Haemisch

aus Enger

Berichter: Universitätsprofessor Dr. rer. nat. Michael Oswald
Universitätsprofessor Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf

Tag der mündlichen Prüfung: 09.01.2020

Kurzfassung

Die enormen Temperaturen und Wärmeströme in einer Raketenbrennkammer machen eine aktive Kühlung der Brennkammerstruktur unabdingbar. Die Regenerativkühlung, bei der der Treibstoff vor der Verbrennung durch die Struktur geleitet wird, ist eine sehr effiziente und weitverbreitete Methode der Kühlung. Kühlkanäle mit einem hohen Aspektverhältnis (Höhe zu Breite Verhältnis) können zu einer besseren Kühlung bei gleichzeitig geringerem Druckverlust führen. Die thermische Schichtung, die bei dieser Art von Kühlkanälen auftreten kann, wirkt dem positiven Effekt entgegen und limitiert das Aspektverhältnis.

In der vorliegenden Arbeit werden experimentelle Untersuchungen zur regenerativen Kühlung mit Wasserstoff und Methan bei für Raketenbrennkammern repräsentativen Bedingungen vorgestellt und ausgewertet. Das verwendete Brennkammersegment ist in Umfangsrichtung in vier Quadranten unterteilt, wobei in jeden Quadrant Kühlkanäle mit einem anderen Aspektverhältnis eingebracht worden sind.

Für die Auswertung der experimentellen Daten wurde eine inverse Methode verwendet, die es ermöglicht, anhand der gemessenen Strukturtemperaturen den lokalen Wärmestrom und Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen.

Die thermische Schichtung aufgrund von mangelnder Durchmischung in Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis tritt sowohl bei Wasserstoff als auch bei Methan auf. Für Wasserstoff ist die Ausprägung allerdings deutlich größer. Der Einfluss auf die Heißgaswandtemperatur ist allerdings für beide Kühlmedien vergleichsweise gering.

Bei Methan kann es aufgrund der Nähe zum kritischen Punkt zur Trennung einer heißen *gasartigen* Schicht an der Wand und der kalten *flüssigartigen* Kernströmung kommen. Dieser *heat transfer deterioration* (HTD) genannte Effekt führt zu einem lokalen Abfall des Wärmeübergangs und einem drastischen Anstieg der Heißgaswandtemperatur. Die wesentlichen Einflussfaktoren auf diesen Effekt sind der Druck bzw. die Nähe zum kritischen Punkt, das Verhältnis von Wärmestromdichte und Massenstrom pro Fläche \dot{q}_w/G sowie das Aspektverhältnis.

Basierend auf den Experimenten wurden numerische Simulationen durchgeführt, die die Ergebnisse stützen und erweitern. Die Auswertung dieser Simulationen zeigt eine weitestgehend gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In der Nähe des kritischen Punktes und insbesondere wenn es zu HTD kommt, zeigen die Simulationen eine systematische Abweichung und ein deutliches Überschätzen der Heißgaswandtemperatur.

Abstract

Due to the high temperature and heat flux in a rocket combustion chamber, an active cooling is indispensable. The regenerative cooling is an efficient and widely-used method to cool the combustion chamber structure. Cooling channels with a high aspect ratio (height-to-width-ratio) in a wall material with high thermal conductivity are known to improve cooling efficiency with only moderate increase in hydrodynamic losses. Thermal stratification that can occur in these channels is the major drawback and limits the positive effect.

Methane is a promising candidate as fuel for a new generation of reusable rocket engines.

In this work experiments were performed at representative conditions with a cylindrical research combustion chamber segment that is divided into four sectors around the circumference each containing cooling channels with a different aspect ratio. Hydrogen and methane were used as cooling fluids.

For the analysis of the experimental data, an inverse method was used that is able to locally resolve heat flux and heat transfer coefficient based on measured structural temperatures. Results show distinct thermal stratification for both coolants. The impact of this effect is higher for hydrogen. However the influence on hot gas side wall temperature is comparatively low for both coolants.

For methane as cooling fluid, due to the vicinity to the critical point, it may come to a separation of a hot *gas-like* layer at the wall and the cold *liquid-like* bulk flow. This effect is known as *heat transfer deterioration* (HTD) and leads to a locally disturbed heat transfer and a rising hot gas side wall temperature. The main parameter for this effect are pressure respectively vicinity to the critical point, the ratio of heat flux and mass flow to area \dot{q}_w/G and the aspect ratio. A simple formula that respects all three factors predicts the occurrence of HTD for >96 % of all test points.

Numerical simulations based on the experiments were performed that support the experimental results. The comparison between simulated and measured values show satisfactory small deviations. In the vicinity to the critical point, especially when it comes to HTD, the simulations show a systematic deviation and over-predict the hot gas side wall temperature.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	9
1 Einleitung	17
1.1 Brennkammerwandkühlung	17
1.1.1 Passive Kühlmethoden	18
1.1.2 Aktive Kühlmethoden	18
1.1.3 HARCC-Technologie	19
1.1.4 Treibstoffkombinationen	20
1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	20
2 Stand der Forschung	23
3 Die physikalischen Eigenschaften der Kühlmedien	27
3.1 Thermodynamischer Bereich der Kühlmedien	27
3.2 Wasserstoff	29
3.2.1 Para- und Orthowasserstoff	29
3.3 Methan	30
3.3.1 Pseudosieden	31
4 Numerische Grundlagen	35
4.1 Erhaltungsgleichungen für kompressible, turbulente Strömungen	35
4.2 Turbulenzmodellierung	36
4.2.1 Reynolds-gemittelte Erhaltungsgleichungen	36
4.2.2 Wirbelviskositätsmodelle	37
4.2.3 Reynolds-Spannungsmodelle	39
4.3 Strömung und Turbulenz in Wandnähe	39
4.3.1 Die Temperaturgrenzschicht	40
4.3.2 Der Einfluss der Rauheit	41
5 Physikalische Modelle	45
5.1 Physikalische Grundlagen des Wärmeübergangs	45
5.2 Empirische Modelle für den konvektiven Wärmeübergang	47
5.2.1 Kühlkanalseitiger Wärmeübergang	47
5.2.1.1 Der transkritische Bereich	48
5.2.1.2 Einfluss der Rauheit	52
5.2.1.3 Weitere Korrekturfaktoren	52
5.2.2 Heißgasseitiger Wärmeübergang	53
6 Experimenteller Aufbau	55
6.1 Der Forschungs- und Entwicklungsprüfstand P8	55

6.2	Die Brennkammer „D“	56
6.2.1	Der Einspritzkopf	56
6.2.1.1	Nachweis der Gleichmäßigkeit	59
6.2.2	Die Zylindersegmente	62
6.2.3	Die Düse	62
6.2.4	Der Messring	63
6.3	Das HARCC-Segment	63
6.3.1	Brennkammerkonfigurationen	66
6.3.2	Testlogik	68
7	Messverfahren	69
7.1	Messtechnik	69
7.1.1	Kalibration von Thermoelementen	72
7.1.2	Statistische Bearbeitung der gemessenen Temperaturdaten	74
7.2	Die kalorimetrische Methode	74
7.3	Die inverse Methode	75
7.3.1	Die Vorgehensweise	75
7.4	Fehleranalyse	81
7.4.1	Fehleranalyse der kalorimetrischen Methode	81
7.4.2	Fehleranalyse der inversen Methode	82
8	Experimentelle Ergebnisse	85
8.1	Einordnen der Versuche in den thermodynamischen Kontext	85
8.2	Verhalten der Brennkammer während der Versuche	86
8.2.1	Brennkammerinstabilitäten	86
8.2.2	Verbrennungseffizienz	86
8.2.3	Einfluss der Injektorgeometrie	87
8.2.4	Bewertung der Voruntersuchungen	87
8.3	Die regenerative Kühlung mit Wasserstoff	89
8.3.1	Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse	89
8.4	Die regenerative Kühlung mit Methan	90
8.4.1	Normale Kühlung	90
8.4.2	Verbesserte Kühlung	90
8.4.3	Verschlechterte Kühlung	92
8.5	Direkter Vergleich von Wasserstoff und Methan	92
8.5.1	Wärmestrom	93
8.5.2	Heißgaswandtemperatur	94
8.5.3	Thermische Schichtung bei hohen Aspektverhältnissen	98
8.5.4	Druckverluste	99
8.6	Heat Transfer Deterioration	101
8.6.1	Einfluss des Drucks	102
8.6.2	Einfluss des Verhältnisses $\frac{\dot{q}_w}{G}$	102
8.6.3	Einfluss des Aspektverhältnisses	103
8.6.4	Bedingungen für das Auftreten von HTD	107
8.7	Auswertung mittels Nußeltkorrelation	109
8.7.1	Ansatz von Dittus und Boelter	109

8.8	Fazit	112
9	Numerische Simulationen	115
9.1	Aufbau der Simulationen	115
9.1.1	Geometrie	116
9.1.2	Gitter	116
9.1.3	Stoffdaten	116
9.1.4	Randbedingungen	117
9.2	Simulationen mit Wasserstoff	118
9.3	Simulationen mit Methan	120
9.4	Thermische Schichtung	122
9.5	Simulationen im transkritischen Bereich	127
9.5.1	Simulation von HTD	127
9.6	Fazit	130
10	Zusammenfassung und Ausblick	131
	Literaturverzeichnis	133

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einordnung verschiedener Kühlmethoden [108].	17
1.2	Prinzip der HARCC-Technologie.	19
3.1	Phasendiagramm von Methan [100].	27
3.2	Zustandsbereich in den Kühlkanälen von Wasserstoff und Methan im Verhältnis zum jeweiligen kritischen Punkt. In rot ist die Koexistenzlinie eingezeichnet.	28
3.3	Verhältnis von Ortho- und Parawasserstoff in Abhängigkeit der Temperatur [9, 18].	29
3.4	Phsikalische Eigenschaften von Wasserstoff in Abhängigkeit der Temperatur bei unterschiedlichen Drücken [48].	30
3.5	Phsikalische Eigenschaften von Methan in Abhängigkeit der Temperatur bei unterschiedlichen Drücken [100].	31
4.1	Zeitliche Mittelung einer stationären Strömungsgröße (nach [42]).	37
4.2	Universelles Geschwindigkeitsprofil in der turbulenten Grenzschicht [96, 122].	40
4.3	Verschiebung der logarithmischen Überlappungsschicht bei rauhen Wänden [96, 122].	42
4.4	Technische- und Sandkornrauheit.	43
5.1	Simulierte Heißgaswandtemperatur bei der Kühlung mit Methan bei unterschiedlichen Drücken.	50
5.2	Spezifische Wärmekapazität und Geschwindigkeitsprofil beim Auftreten von HTD (Position $x=0.186\text{m}$ für einen Druck von 60bar).	51
6.1	Der Prüfstand P8.	55
6.2	Brennkammer „D“ mit Einspritzkopf, Messring, Standardsegment, HARCC-Segment und Düse.	57
6.3	Prinzip eines koaxial Injektors.	57
6.4	Schnittdarstellung durch die drei Stufen des Sauerstoff Verteilers. Zentral in der Mitte verläuft das Zünderrohr.	58
6.5	Abweichung des mittleren Massenstroms der einzelnen Injektoren ($\dot{m} = 8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ Sauerstoff Simulation).	59
6.6	Druckverteilung im LOX Einspritzkopf. ($\dot{m} = 6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ Wasser).	60
6.7	Aufbau des Wasserprüfstandes zur Bestimmung der Verteilung des Sauerstoffs auf die einzelnen Injektoren.	61
6.8	Spray des aus den Injektorröhrchen austretenden Wassers ($\dot{V} = 5 \frac{\text{l}}{\text{s}}$, $dP = 15 \text{ bar}$).	62
6.9	Foto des Messrings mit Thermoelementen und Aussparungen für die dynamischen Drucksensoren.	63

6.10	Foto eines Schnitts durch das HARCC-Segment.	64
6.11	Detailaufnahme der vier Quadranten unter dem Mikroskop bei 200-facher Vergrößerung.	65
6.12	Brennkammer „D“ mit HARCC-Segment. Konfiguration für Wasserstoff. . .	67
6.13	Brennkammer „D“ mit HARCC-Segment. Konfiguration für Methan.	67
6.14	Verlauf von Brennkammerdruck, Mischungsverhältnis und Kühlmassenstrom im HARCC-Segment während eines typischen Testlaufs.	68
7.1	Positionen der Thermoelemente zur Messung der Strukturtemperaturen. Die Detailansicht zeigt die tatsächliche Reihenfolge der Thermoelemente.	69
7.2	Lage der Thermoelemente und der Kühlkanäle in proportionalem Abstand. .	70
7.3	Differenz zwischen gemessener und Referenztemperatur für die Thermoelemente, die den maximalen und minimalen Wert angezeigt haben. Vor und nach der Kalibrierung [103].	73
7.4	Differenz zwischen maximalem und minimalem gemessenem Temperaturwert in Abhängigkeit der Mittelungszeit.	74
7.5	Logik für die inverse Methode (2D).	76
7.6	Gemessene Temperaturdaten mit Ausgleichsgeraden für 1D Gradientenmethode. .	77
7.7	Skizze der linearen Verteilung von Wärmeübergangskoeffizienten für die Kühlkanäle mit hohem Aspektverhältnis (nicht maßstabsgerecht).	78
7.8	Skizzierte Geometrie und verwendete Randbedingungen für die inverse Methode im 3D Fall (nicht maßstabsgetreu).	79
7.9	Vergleich der gemessenen Temperaturen und den Temperaturen, die mit den Ergebnissen der inversen Methode generiert werden für den Quadranten Q2. .	81
7.10	Maximale Abweichungen durch Messunsicherheiten bei der Gradientenmethode durch kippen der Ausgleichsgerade.	83
8.1	Thermodynamischer Bereich in den Kühlkanälen der HARCC-Experimente mit dem entsprechenden Bereich von 6 kN und 10 kN Triebwerken [75].	85
8.2	Gemessene und simulierte Druckverluste im LOX Dome in Abhängigkeit des Volumenstroms.	87
8.3	Gemessene Heißgastemperaturen im wandnahen Bereich unmittelbar hinter der Einspritzebene.	88
8.4	Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Wasserstoff im Vergleich zu früheren Ergebnissen.	90
8.5	Wärmestromdichten mit der kalorimetrischen und der inversen Methode bei der Kühlung mit Wasserstoff im Vergleich zu früheren Ergebnissen.	91
8.6	Wärmestromdichten, die mit der inversen Methode ermittelt wurden mit kalorimetrischer Methode als Referenz. Die schraffierten Flächen geben die Unsicherheiten beider Methoden an (Wasserstoff).	94
8.7	Wärmestromdichten, die mit der inversen Methode ermittelt wurden mit kalorimetrischer Methode als Referenz. Die schraffierten Flächen geben die Unsicherheiten beider Methoden an (Methan).	95
8.8	Vergleich der Heißgaswandtemperaturen von Wasserstoff und Methan.	96
8.9	Abfall der Temperatur über den Kühlkanalumfang für die verschiedenen Aspektverhältnisse an Messposition 3. $dT = T(s) - T(s = 0)$	97

8.10	Vergleich der Rippeneffizienz für alle Quadranten.	99
8.11	Temperaturverlauf des wandfernsten Thermoelements T_5 für alle Kanalgeometrien.	100
8.12	Testmatrix für die Analyse von HTD.	101
8.13	Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ und variierendem Druck.	103
8.14	Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Druck und variierendem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$	104
8.15	Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Druck und $\frac{\dot{q}_w}{G}$ für die verschiedenen Quadranten.	104
8.16	Strukturtemperatur T_5 bei konstantem Druck und $\frac{\dot{q}_w}{G}$ für die verschiedenen Quadranten.	105
8.17	Thermische Schichtung und Einfluss auf HTD.	106
8.18	Verlauf des Wärmestroms über den Umfang bei Q4 (AR: 9.2) für alle 4 Messpositionen.	107
8.19	Testfälle für alle Quadranten, die zeigen ob HTD aufgetreten ist oder nicht. .	108
8.20	Vergleich der gefundenen Korrelation zu den experimentell ermittelten Werten (Wasserstoff).	110
8.21	Vergleich der gefundenen Korrelation zu den experimentell ermittelten Werten (Methan).	111
8.22	Abweichung der gefundenen Nußeltkorrelation zu den experimentellen Werten in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur und des reduzierten Drucks (Methan).	112
9.1	Die Geometrie des Einlaufsammlers.	115
9.2	Die verwendete Geometrie mit den angenommenen Randbedingungen.	116
9.3	Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur der verwendeten Kupferlegierung (nach [74]).	117
9.4	Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Wasserstoff. Ergebnisse der Simulationen mit konstantem und linearem Verlauf der Wärmestromdichte.	119
9.5	Direkter Vergleich der gemessenen Strukturtemperaturen mit den simulierten Werten (Wasserstoff).	120
9.6	Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Methan. Ergebnisse der Simulationen mit konstantem und linearem Verlauf der Wärmestromdichte.	122
9.7	Direkter Vergleich der gemessenen Strukturtemperaturen mit den simulierten Werten (Methan).	123
9.8	Temperaturverteilung am Kanalauslass für alle 4 Quadranten.	124
9.9	Verhältnis der mittleren Temperatur am Kanalauslass im oberen Bereich zur mittleren Temperatur im unteren Kanalbereich.	125
9.10	Verlauf des Wandwärmestroms über den jeweiligen Kanalumfang.	126
9.11	Heißgaswandtemperatur bei der Simulation mit Quadrant 1 (AR:1.7) wenn HTD auftritt.	127
9.12	Geschwindigkeiten an der Symmetrieebene bei der Simulation mit Q1 (AR:1.7) wenn HTD auftritt.	128

9.13 Abweichungen der simulierten Heißgaswandtemperaturen zu den experimentellen Werten in Abhängigkeit des mittleren Drucks und der mittleren Temperatur.	129
10.1 Wärmestromdichte entlang der Kanalwand in radialer Richtung für verschiedene Gitter (Wasserstoff).	145
10.2 Wärmestromdichte entlang der Kanalwand in radialer Richtung für verschiedene Gitter (Methan).	146

Symbolverzeichnis

α	Wärmeübergangskoeffizient	$[W/m^2/K]$
δ	Grenzschichtdicke	$[mm]$
ϵ	Emissionskoeffizient	$[-]$
ϵ	Dissipation	$[m^2/s^3]$
ϵ_k	Kontraktionsverhältnis	$[-]$
η	dynamische Viskosität	$[Pa\cdot s]$
η_t	Wirbelviskosität	$[Pa\cdot s]$
κ	Isentropenexponent	$[-]$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$[W/m/K]$
λ	Rohrreibungszahl	$[-]$
ν	kinematische Viskosität	$[m^2/s]$
ρ	Dichte	$[kg/m^3]$
τ	Schubspannung	$[Pa]$
Θ	dimensionslose Temperatur	$[-]$
A	Fläche	$[m^2]$
b	Breite	$[mm]$
c^*	charakteristische Geschwindigkeit	$[m/s]$
c_p	spezifische Wärmekapazität	$[J/kg/K]$
d_h	hydraulischer Durchmesser	$[mm]$
D	Durchmesser	$[mm]$
f	Frequenz	$[Hz]$
F	Fehler	$[-]$
g	Erdbeschleunigung	$[m/s^2]$
G	Massenstromdichte	$[kg/s/m^2]$
h	Enthalpie	$[kJ/kg]$
h	Höhe	$[mm]$
h	Abstand zur Heißgasseite	$[mm]$
k	Turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
k^+	dimensionslose Rauheit	$[-]$
k_s	Sandkornrauheit	$[m]$
L	Länge	$[m]$
\dot{m}	Massenstrom	$[kg/s]$
M	Molare Masse	$[g/mol]$
P	Druck	$[bar]$
P	Leistung	$[W]$
\dot{q}	Wärmestromdichte	$[W/m^2]$
\dot{Q}	Wärmestrom	$[W]$

r	Radius	[m]
R_a	Mittenrauheit	[m]
s	Umfangsrichtung	[mm]
T	Temperatur	[K]
T^+	dimensionslose Temperatur	[-]
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit	[-]
U	Umfang	[mm]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
\dot{V}	Volumenstrom	[l/s]
y^+	dimensionsloser Wandabstand	[-]

Indizes

ad	adiabat
aus	Auslass
b	bulk (in der Kernströmung)
BK	Brennkammer
corr	Korrelation
cr	kritischer Punkt
ein	Einlass
exp	experimentell
f	Fluid
HARCC	auf das HARCC-Segment bezogen
HG	Heißgasseite
in	Einlass
Kanal	auf den Kanal bezogen
max	maximaler Wert
mess	gemessener Punkt
min	minimaler Wert
pc	pseudokritisch
nach	nachher
ref	Referenzpunkt
s	Siedepunkt
sim	Simulation
STS	auf das Standardsegment bezogen
theor	theoretisch
tr	Schwellenwert
vor	vorher
w	Wand
x	in x-Richtung
y	in y-Richtung
z	in z-Richtung

Abkürzungsverzeichnis

AR	Aspect Ratio (Aspektverhältnis)
BKD	Brennkammer Modell „D“
CFD	Computational Fluid Dynamics
FEM	Finite Elemente Methode
HARCC	High Aspect Ratio Cooling Channels
HTD	Heat Transfer Deterioration
LNG	Liquefied Natural Gas (Erdgas)
Q1 – Q4	Quadrant 1 - Quadrant 4
ROF	Verhältnis von Oxidator und Brennstoff
SSME	Space Shuttle Main Engine
SST	Shear Stress Transport
STS	Standard-Segment

Dimensionslose Kenngrößen

$$Ma = \frac{v}{\sqrt{\kappa RT}} \quad \text{Mach-Zahl}$$

$$Nu = \frac{\alpha d_h}{\lambda} \quad \text{Nußelt-Zahl}$$

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad \text{Prandtl-Zahl}$$

$$Re = \frac{v \rho d_h}{\eta} \quad \text{Reynolds-Zahl}$$

Vektorielle Größen

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \quad \text{Geschwindigkeitsvektor}$$

$$\vec{g} = \begin{pmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{pmatrix} \quad \text{Gravitationsvektor}$$

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad \text{Nabla-Operator}$$

$$\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Kronecker-Einheitstensor}$$

1 Einleitung

Die Entwicklung moderner Hochleistungstriebwerke für Raumfahrtantriebe wird durch den Druck privater Raumfahrtunternehmen, wie Space X geprägt. Sie führen den Trend zu kostengünstigen, wiederverwendbaren Raketentriebwerken.

Die Auslegung einer geeigneten Brennkammerwandkühlung ist hierbei ein elementarer Baustein. Aufgrund der hohen Verbrennungstemperaturen und damit einhergehenden Wandwärmestromdichten ist eine aktive Kühlung unabdingbar, um das Brennkammermaterial vor Schmelzen oder Versagen durch thermische Spannungen und Ermüdung zu schützen. Die Kühlung definiert damit maßgeblich die Lebensdauer und Zyklenanzahl des gesamten Triebwerks. Eine Verringerung der Heißgaswandtemperatur von 40 K führt zu einer Verdoppelung der Lebensdauer [25].

1.1 Brennkammerwandkühlung

Die Kühlung in Raketenbrennkammern lässt sich in passive und aktive Kühlung unterteilen. Kombinationen aus mehreren Kühlmethoden innerhalb einer Brennkammer oder eines Triebwerkes sind ebenfalls möglich. Abbildung 1.1 zeigt einen Überblick über die gängigsten Kühlmethoden und die damit übertragbare Wärmestromdichte.

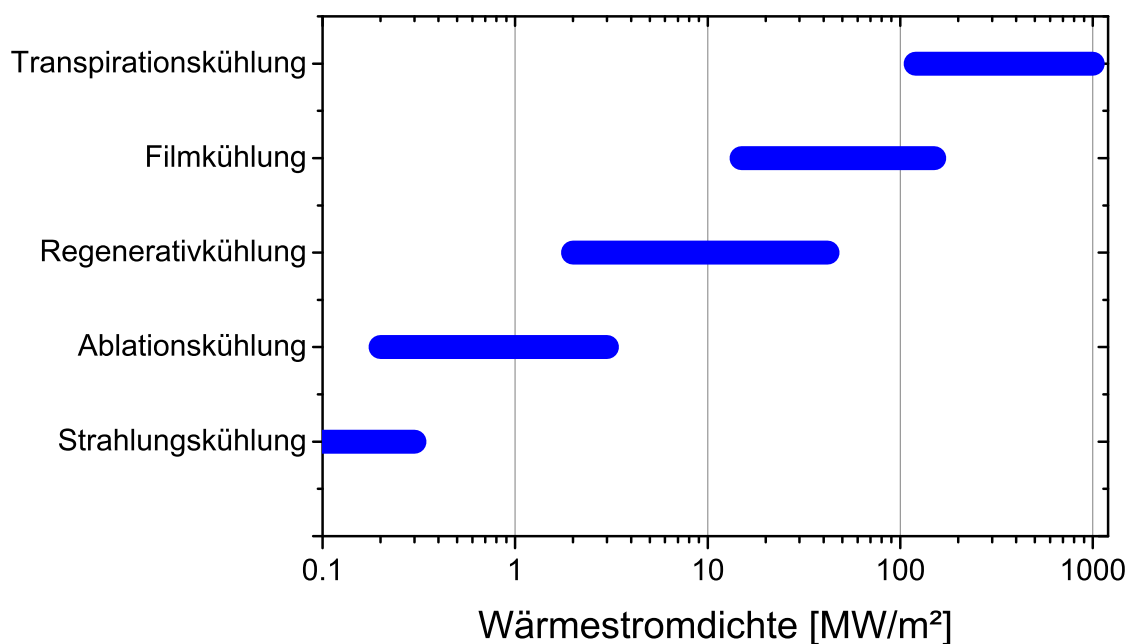


Abbildung 1.1: Einordnung verschiedener Kühlmethoden [108].

1.1.1 Passive Kühlmethoden

Kapazitive Kühlung Die entstehende Wärme wird durch die Brennkammerstruktur aufgenommen, die sich dadurch aufheizt. Diese Methode ist geeignet für sehr kurze Betriebszeiten und geringe Wärmeströme. Ein typischer Einsatzbereich sind Forschungsbrennkammern.

Strahlungskühlung Die aufgenommene Wärme wird an der Außenseite der heißen Struktur an die Umgebung abgestrahlt. Diese Art der Kühlung ist verlustbehaftet und eignet sich ebenfalls nur für geringe Wärmeströme. Üblicherweise kommt die Strahlungskühlung bei Düsenweiterungen aus keramischen Materialien, wie z.B. die Düsenweiterung des VINCI Triebwerks [3] zum Einsatz.

Ablationskühlung Die oberste Schicht der Brennkammerstruktur wird durch die Hitzewirkung verdampft, wodurch eine Kühlwirkung erzielt wird. Durch die Ablation ändert sich allerdings auch die Geometrie in der Brennkammer. Diese Kühlmethode findet beispielsweise in Feststoffboostern Anwendung, bei denen keine flüssige Komponente für eine aktive Kühlung zur Verfügung steht.

1.1.2 Aktive Kühlmethoden

Regenerative Kühlung Bei der regenerativen Kühlung wird der Brennstoff vor der Einspritzung durch die Brennkammerstruktur geleitet und kühlt diese ab. Dieses Verfahren wurde bereits in den Anfängen der Raketentechnik in den 1930er Jahren erkannt und wird bis heute weiterentwickelt [13, 108].

Das Ziel der Auslegung einer Regenerativkühlung ist es, die Heißgaswandtemperatur zu reduzieren und dabei den Druckverlust innerhalb der Kühlkanäle so gering wie möglich zu halten. Bei einer optimalen Kühlung ist die Heißgaswandtemperatur über die gesamte Länge der Brennkammer unterhalb der zulässigen Strukturtemperatur bei gleichzeitig minimalem Druckverlust. Die Kühlmethode ist sehr effektiv und die einzige verlustfreie, da die vom Kühlmedium aufgenommene Energie wieder zurück in die Brennkammer geleitet wird. Daher wird sie in praktisch allen Flüssigkeitsraketen angewendet.

Beim Expanderzyklus, der beispielsweise im amerikanischen Triebwerk RL-10 [90], dem russischen RD0146 [92], dem europäischen Vinci Triebwerk [3] und dem japanische LE-X [47] verwendet wird, wird das aufgeheizte Fluid dazu genutzt, die Turbinen für die Turbopumpen anzutreiben. Dabei stellt sich eine zusätzliche Herausforderung bei der Auslegung der regenerativen Kühlung: die Struktur muss effektiv gekühlt werden und gleichzeitig muss die aufgenommene Wärmemenge ausreichend groß bzw. genauso groß sein, dass die Turbopumpen in ihrem Betriebspunkt arbeiten können.

Filmkühlung Durch Bohrungen oder Schlitze wird Treibstoff an der Heißgasseite der Brennkammer ausgeblasen und wirkt als Pufferzone zwischen der Heißgasströmung und der Brennkammerwand.

Transpirations- bzw. Effusionskühlung Das Kühlfluid wird durch eine poröse Oberfläche in die Brennkammer geleitet. Durch das Verdampfen der Flüssigkeit wird die Kühlwirkung erzielt (Schwitzkühlung).

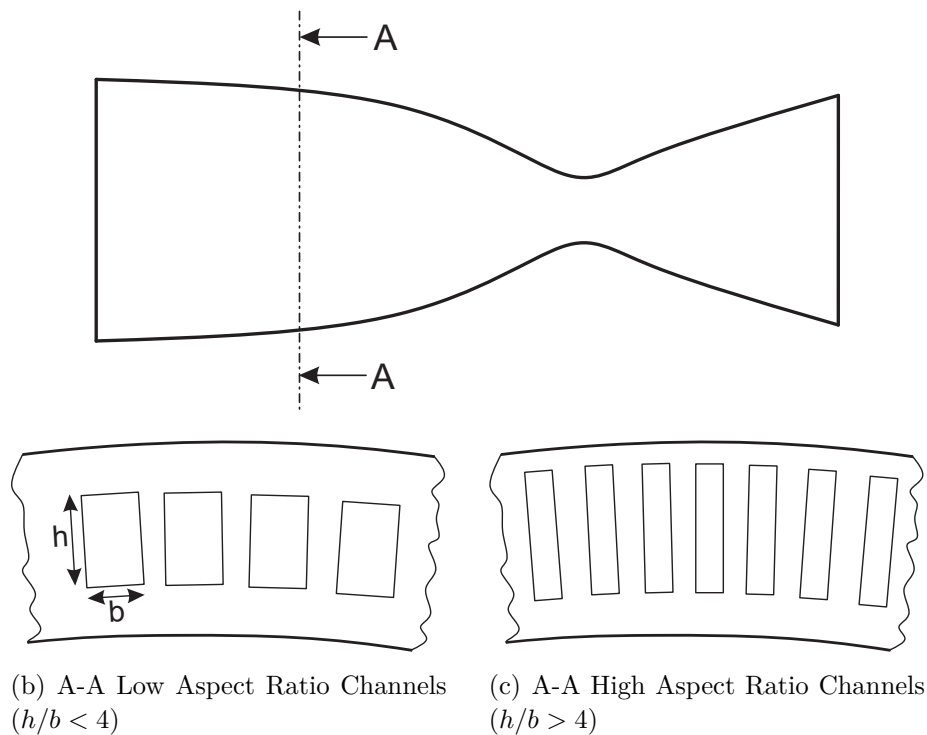


Abbildung 1.2: Prinzip der HARCC-Technologie.

Die Regenerativkühlung hat sich als Standardmethode weitestgehend etabliert und wird oft in Kombination mit anderen Kühlmethoden (z.B. der Filmkühlung) eingesetzt. Diese Kombination wird etwa im Vulcain 2 Triebwerk oder dem Space Shuttle Haupttriebwerk eingesetzt.

1.1.3 HARCC-Technologie

Die HARCC-Technologie (High Aspect Ratio Cooling Channels) ist eine Möglichkeit um die Effizienz der regenerativen Kühlung weiter zu verbessern. Durch ein höheres Aspektverhältnis, das heißt ein höheres Verhältnis von Höhe zu Breite des Kühlkanals, kann die innere Oberfläche der Kanäle deutlich vergrößert werden. Dies führt in Kombination mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit der Struktur zu einem größeren Wärmeübergang an den Seiten der Kanäle und zu einer verbesserten Kühlung. Durch Reduzierung der Breite können mehr Kanäle in Umfangsrichtung in die Struktur eingebracht werden. Dadurch erhöht sich die Fläche, die für den Wärmeaustausch zur Verfügung steht, noch weiter.

Bei konstanter Querschnittsfläche führt eine Erhöhung des Aspektverhältnisses zu einer Verringerung des hydraulischen Durchmessers d_h :

$$d_h = 4 \frac{A}{U} \quad (1.1)$$

Bei einem konstanten Massenstrom pro Fläche führt ein verringerter hydraulischer Durchmesser zu einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten α .

Wird für die Nußeltkorrelation die Form $Nu = C \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4}$ angenommen (siehe auch

Abschnitt 5.2.1), gilt der Zusammenhang:

$$\alpha = C \cdot \frac{\lambda}{d_h} \left(\frac{G d_h}{\eta} \right)^{0.8} \left(\frac{\eta c_p}{\lambda} \right)^{0.4} \propto \frac{G^{0.8}}{d_h^{0.2}} \quad (1.2)$$

Der Druckverlust steigt mit sinkendem hydraulischen Durchmesser und mit dem Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit:

$$\Delta P \propto \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{L}{d_h} \propto \frac{G^2}{d_h} \quad (1.3)$$

Aufgrund der verbesserten Kühlung kann der notwendige Kühlmassenstrom reduziert werden, was zu geringeren Strömungsgeschwindigkeiten führt und damit wieder zu einem geringeren Druckverlust. Kühlkanäle mit hohem Aspektverhältnis können damit zu einer besseren Kühlung bei gleichzeitig geringerem Druckverlust führen [116, 118].

Ab einem Aspektverhältnis von $AR > 4$ spricht man von einem *high aspect ratio cooling channel* [14]. Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau dieser Art von Kühlkanälen.

Allerdings hat bereits Kacynski Anfang der 1990er Jahre die thermische Schichtung in dieser Art von Kanälen aufgezeigt. Das Fluid wird aufgrund der Höhe des Kanals nicht mehr ausreichend durchmischt. Dadurch reichert sich warmes Fluid an der Unterseite des Kanals an während an der Oberseite das Fluid kalt bleibt [36].

Dieser Effekt wirkt dem positiven Effekt der HARCC-Technologie entgegen, sodass es ein ideales Aspektverhältnis geben muss, bei dem Kühlleistung und Druckverlust in einem optimalen Verhältnis zueinander stehen.

1.1.4 Treibstoffkombinationen

Da bei der Regenerativkühlung der Brennstoff als Kühlmedium genutzt wird, kann die Kühlung nicht losgelöst von der Treibstoffkombination des Triebwerks betrachtet werden. Seit den 1960er Jahren wird flüssiger Wasserstoff als Raketentreibstoff für Haupt- und Oberstufen erforscht und eingesetzt. Vorteile sind der hohe spezifische Impuls bei der Verbrennung mit Sauerstoff und die guten Eigenschaften als Kühlmedium in den Kühlkanälen.

In der aktuellen Diskussion über zukünftige wiederverwendbare Triebwerke wird Methan als Treibstoff favorisiert. Es hat eine deutlich höhere Dichte als Wasserstoff und kann daher in wesentlich kleineren, leichteren Tanks gelagert werden. Es hat eine höhere Siedetemperatur, was die Handhabung etwa beim Betanken deutlich vereinfacht, Tankisolierung einspart und eine längere Lagerung im Weltraum ermöglicht. Darüber hinaus können, aufgrund der ähnlichen Dichte, die Methan- und Sauerstoff-Turbopumpen auf einer Welle bei gleicher Drehzahl betrieben werden. Vorteile im Vergleich zu Kerosin (bzw. RP-1) sind ein etwas höherer spezifischer Impuls sowie eine gleichbleibende Qualität des Treibstoffs.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Wegen der enormen Bedeutung auf das gesamte Triebwerk, wird die Regenerativkühlung ständig weiterentwickelt und erforscht. Aktuell ist der Wärmeübergang in Kühlkanälen aufgrund der Diskussion um Methan als Treibstoff zukünftiger Raketentriebwerke noch weiter in den Fokus der Aufmerksamkeit gerückt.

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag zur Untersuchung der regenerativen Kühlung mit Wasserstoff und Methan bei für Raketentriebkammern repräsentativen Bedingungen. Sie ist eine

Fortführung der Arbeit von Alexander Woschnak [124], der im Rahmen seiner Arbeit das HARCC-Segment entwickelt hat mit dem unterschiedliche Kanalgeometrien bei gleicher thermischer Last untersucht und verglichen werden konnten. Das Ziel dieser Untersuchungen war der Nachweis der thermischen Schichtung in Kühlkanälen mit sehr hohem Aspektverhältnis bei der Kühlung mit kryogenem Wasserstoff.

Dieses Brennkammersegment wurde in der vorliegenden Arbeit verwendet, um den Wärmeübergang bei der Kühlung sowohl mit Wasserstoff als auch mit Methan zu untersuchen. Die experimentellen Randbedingungen wurden dabei hinsichtlich eines gleichmäßigen Wärmestroms optimiert. Der Sauerstoffverteiler wurde auf eine gleichmäßige Verteilung hin komplett neu ausgelegt und die Verteilung des Kühlmassenstroms wurde geändert, um den Massenstrom für das HARCC-Segment unabhängig von der restlichen Brennkammer regeln zu können.

Bei Experimenten mit Raketenbrennkammern unter realen Bedingungen sind die Möglichkeiten exakte Messungen zum Wärmeübergang durchzuführen limitiert. Meist beschränken sich diese auf die Bestimmung des mittleren Wärmestroms mit der kalorimetrischen Methode. Die vorgestellte inverse Methode ist in der Lage den Wärmeübergang auch lokal aufzulösen und so zu einem besseren Verständnis der verantwortlichen Prozesse zu führen.

Hauptteil der Arbeit ist die Auswertung der experimentellen Ergebnisse, bei denen ein direkter Vergleich von Wasserstoff und Methan als Kühlmedien erfolgt. Die thermische Schichtung in Kanälen mit hohem Aspektverhältnis wird für beide Kühlmedien analysiert und direkt verglichen. Darüber hinaus wird insbesondere auf die Kühlung im transkritischen Bereich eingegangen, die für Methan von besonderer Bedeutung ist.

Abschließend werden die experimentellen Daten genutzt, um numerische Simulationen durchzuführen, die die experimentellen Ergebnisse stützen und einen detaillierteren Einblick in die Strömungscharakteristiken geben sollen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden experimentelle Ergebnisse zum Wärmeübergang mit Wasserstoff und Methan im trans- und überkritischen Bereich unter anwendungsnahen Bedingungen, d.h. hohen einseitigen Wärmeströmen, hohen Drücken und kryogenen Einlasstemperaturen veröffentlicht, die in diesem Ausmaß noch nicht zur Verfügung standen.

2 Stand der Forschung

Die Forschung zur regenerativen Kühlung und insbesondere der HARCC-Technologie basiert auf experimentellen Untersuchungen und numerischen Analysen. Insbesondere in den letzten Jahren hat die numerische Simulation auch aufgrund von gestiegenen Rechnerressourcen sowohl quantitativ als auch qualitativ gegenüber den teuren experimentellen Untersuchungen an Bedeutung gewonnen [85, 113].

Frühe Untersuchungen mit subscale Raketebrennkammern in den 1960er Jahren hatten das Ziel, geeignete Materialien für die Brennkammern zu finden und wurden zyklisch getestet [17, 91]. Der Fokus dieser Untersuchungen lag bei der Schadensmodellierung und Erhöhung der Lebensdauer und weniger auf dem Wärmeübergang an sich.

Die HARCC-Technologie wurde dabei als vorteilhaft erkannt, was sowohl die Kühleffizienz als auch den Druckverlust betrifft [14]. Eine obere Grenze für das Aspektverhältnis, außerhalb des fertigungstechnisch Machbaren, wurde erst durch Kacynski im Jahr 1992 aufgeworfen: Die thermische Schichtung [36]. Aufgrund einer unzureichenden Durchmischung des Kühlfluids bei sehr hohen Aspektverhältnissen und sich dadurch ansammelnden heißen Fluids im unteren Bereich der Kühlkanäle, nimmt die Kühleffizienz wieder ab.

Weitere detailliertere Analysen von Wadel und Meyer bestätigten die Annahme einer thermischen Schichtung. Sie stellten aber gleichzeitig auch die Vorteile der HARCC-Technologie heraus, die bereits in Abschnitt 1.1.3 erklärt sind [116, 118].

Mit der Verwendung von HARCC-Kühlkanälen konnte eine Verringerung der Heißgaswandtemperatur um bis zu 22 % erreicht werden bzw. eine Verringerung des Druckverlustes um bis zu 47 % durch eine Verringerung des Kühlmassenstroms [117].

Meyer führte eine Reihe von elektrisch beheizten Rohrströmungsexperimenten durch, um den kombinierten Einfluss von hohen Aspektverhältnissen und Krümmung zu untersuchen [61, 62].

Ebenfalls den Einfluss von hohen Aspektverhältnissen und Krümmung untersuchte Neuner mit einem elektrisch beheizten großskaligen Rohrströmungsexperiment [69]. Als Kühlfluid kam hierbei Luft zum Einsatz.

Popp und Schmidt [87] sahen hingegen die Vorteile von Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis in Bezug auf Lebensdauer im Vergleich zu anderen Maßnahmen als gering an. Insbesondere die schwierige Fertigung erachteten sie als teuer und zu problematisch. Nichtsdestotrotz hat sich die Verwendung von Kühlkanälen mit hohen Aspektverhältnissen mittlerweile weitestgehend durchgesetzt. So werden im Vulcain 2 Triebwerk Kanäle verwendet, die ein Aspektverhältnis von über 10 haben [39].

Der experimentelle Nachweis zur thermischen Schichtung bei repräsentativen Bedingungen wurde erst von Woschnak 2003 erbracht [126]. Basierend auf der Theorie der thermischen Schichtung von Kacynski [36] wurde ein „quasi-2D-Modell“ entwickelt, das als Ergänzung zu einer reinen 1D Betrachtung die thermische Schichtung mit berücksichtigt [125].

Dieses Modell wurde von Pizzarelli weiterentwickelt und für tieferegehende Analysen genutzt

mit dem Ziel ein optimales Aspektverhältnis zu finden, bei dem die Vorteile der HARCC-Technologie im Hinblick auf Heißgaswandtemperatur und Druckverlust den nachteiligen Effekten der thermischen Schichtung überwiegen [77, 81]. Das Modell eignet sich als Verbesserung einer reinen 1D Betrachtung für die Verwendung in analytischen Tools [50, 51, 56]. Detailliertere numerische Untersuchungen des Wärmeübergangs finden praktisch ausschließlich mittels CFD Simulationen statt, auf denen mittlerweile ein großer Teil der wissenschaftlichen Veröffentlichungen in diesem Bereich basieren. Insbesondere die La Sapienza Universität in Rom konzentriert sich mittlerweile vorrangig auf die CFD-basierten Untersuchungen des Wärmeübergangs in Kühlkanälen regenerativ gekühlter Raketenbrennkammern. Dabei wird ein breiter Bereich, von der Untersuchung des Aspektverhältnisses [80, 83, 84] über Krümmung [79] bis zu der Analyse von Methanströmungen und transkritischer Effekte abgedeckt [78, 82, 85]. Die genaue Validierung dieser Modelle ist allerdings schwierig, da insbesondere zur Kühlung mit transkritischem Methan keine oder nur sehr eingeschränkt Daten in der Literatur verfügbar sind.

Experimentelle Untersuchungen, die eine Analyse des Wärmeübergangs in Kühlkanälen zum Ziel haben, sind fast ausschließlich auf Rohrströmungsexperimente mit Stickstoff als Ersatzfluid beschränkt. In diesem Zusammenhang sind die Arbeiten von Wennerberg und Anderson [120, 121] und Schuff und Jung [97] zu erwähnen. Bei diesen Arbeiten wurde ein vergrößerter Kanal verwendet, dessen Höhe variabel war und somit die Untersuchung von verschiedenen Aspektverhältnissen bei gleicher Kanalbreite ermöglicht. Beheizt wurde der Kanal mithilfe eines Heißgasgenerators, der Wasserstoffperoxid verbrannte und über Düsen das Heißgas auf die Stirnseite des Kanals aufbrachte. Damit wurde eine einseitige Wärmebelastung sichergestellt, die ansonsten bei den meisten elektrisch beheizten Kanälen nicht gegeben ist. Eine Ausnahme bei den elektrisch beheizten Rohrströmungsexperimenten bildet Torres, dessen Kanal mit elektrischen Kartuschen über eine sogenannte thermische Düse einseitig beheizt wurde [112]. Als Kühlfluid wurden Wasserstoff und Methan verwendet. Das elektrisch beheizte Rohrströmungsexperiment von Votta et al. nimmt ebenfalls eine Sonderstellung ein [115]. Zum ersten Mal wurde, in einem ebenfalls asymmetrisch beheizten Kanal, flüssiges Methan zur Kühlung verwendet. Das Ziel dieser Experimente war die Untersuchung des *heat transfer deterioration* (HTD) Effekts bei dem sich die Kühlwirkung in der Nähe des kritischen Punkts lokal drastisch verschlechtert. Dieser Effekt, der in Abschnitt 5.2.1.1 genauer erläutert wird, führt zu einem starken Anstieg der Heißgaswandtemperatur und ist damit ein potenzielles Risiko bei der Verwendung von Methan als Kühlmedium. Obwohl dieses Ziel nicht erreicht werden konnte, ist eine breite Datenbasis mit Randbedingungen erstellt worden, die am ehesten mit denen der vorliegenden Arbeit vergleichbar sind.

Der größte Teil der wissenschaftlichen Veröffentlichungen basieren mittlerweile allerdings auf numerischen Simulationen [11, 64, 83].

Die Forschung in Japan ist sehr stark von den industriellen Anforderungen getrieben. Ausgehend vom Triebwerk LE-5B werden umfangreiche numerische Studien betrieben, die sich an dem realen Triebwerk orientieren [65–67]. Diese Arbeiten werden durch Experimente im Modellmaßstab verifiziert und gestützt [38]. Darüber hinaus gehen aber auch die experimentellen Daten aus Verifizierungstests im Originalmaßstab wieder in die Forschung ein [67].

Bis heute gibt es allerdings keine systematische Analyse des Wärmeübergangs bei der rege-

Experiment	Jahr	Art	Kühlfluid	Aspektverhältnis
Diese Arbeit	2017	Brennkammer	$1H_2, 1CH_4$	1.7 - 30
Votta et al. [115]	2016	asym. beheizte Rohrströmung	$1CH_4$	3
Torres [112]	2008	asym. beheizte Rohrströmung	H_2, CH_4	9.2
Schuff [97]	2006	asym. Rohrströmung (Heißgasgenerator)	N_2	2-12
Woschnak [126]	2003	Brennkammer	$1H_2$	1.7 - 30
Neuner [69]	1998	gekrümmte asym. Rohrströmung	<i>Luft</i>	5 und 8
Meyer [61]	1995	gekrümmte sym. Rohrströmung	N_2	10
Niino, Kumakawa [70]	1982	Brennkammer	$1H_2$	

Tabelle 2.1: Überblick über experimentelle Untersuchungen mit dem Ziel, den Wärmeübergang zu untersuchen.

nerativen Kühlung mit Methan unter repräsentativen Bedingungen, d.h. hohe Wärmelasten und kryogene Fluidtemperaturen.

Der Wärmeübergang bei der Kühlung mit transkritischen Fluiden spielt vor allem in der Reaktortechnik eine Rolle, bei der überkritisches Wasser in den Kühlkreisläufen verwendet wird [44–46, 55]. Daher ist ein großer Teil der Forschung in diesem Gebiet angesiedelt. Kern der Forschung ist es, die Effizienz der Kühlung zu erhöhen und die Gefahr einer *heat transfer deterioration* gering zu halten [86, 101]. Als Fluide kommen im wesentlichen CO_2 und Wasser zum Einsatz. Untersuchungen mit transkritischem Methan kommen in diesem Bereich naturgemäß nicht vor.

Daher konzentriert sich die Forschung bei der expliziten Betrachtung von Methan für die Anwendung in Raketentriebwerken vor allem auf numerische Untersuchungen. Experimente mit Methan als transkritischem Kühlmedium sind selten [29, 115].

3 Die physikalischen Eigenschaften der Kühlmedien

Die physikalischen Eigenschaften der Kühlfluide haben eine entscheidende Auswirkung auf die Strömungscharakteristik und damit auf die Kühlwirkung der regenerativen Kühlung. Die Spanne der Aggregatzustände von Fluiden, die als Kühlmedium in der regenerativen Kühlung verwendet werden, reicht dabei von flüssig (Kerosin bzw. RP-1) über transkritisch (Methan) bis zu überkritisch (Wasserstoff). Im folgenden Kapitel werden die beiden Medien Wasserstoff und Methan im Hinblick auf ihre relevanten Eigenschaften als Kühlmedien detailliert vorgestellt.

3.1 Thermodynamischer Bereich der Kühlmedien

Abbildung 3.1 zeigt das Phasendiagramm von Methan. Unterhalb des kritischen Punktes ist ein Fluid entweder flüssig oder gasförmig. Beim Überschreiten der Koexistenzlinie kommt es zum Phasenübergang.

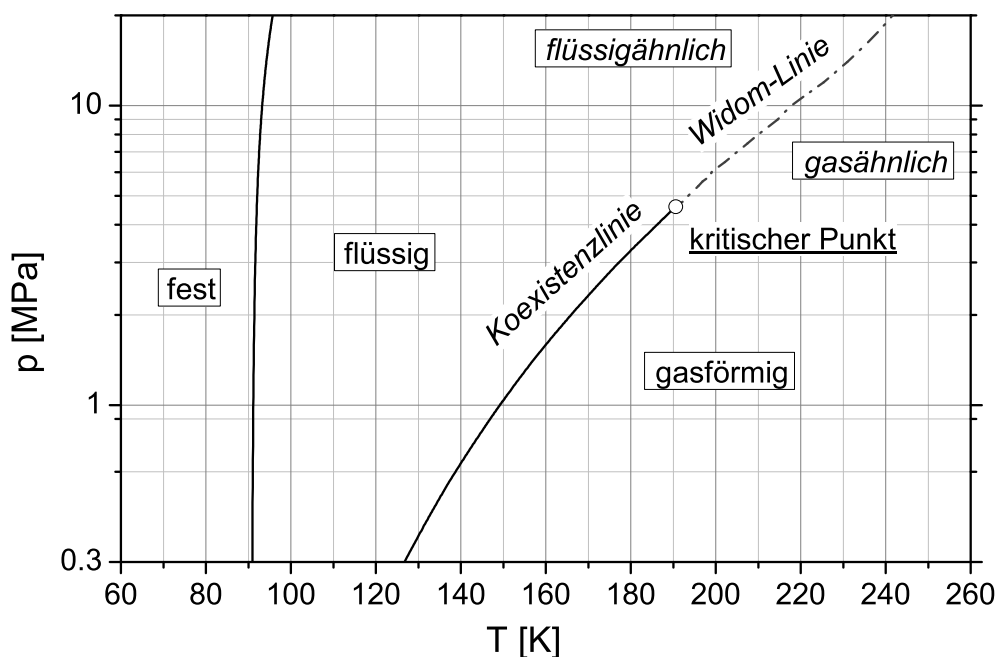


Abbildung 3.1: Phasendiagramm von Methan [100].

Oberhalb des kritischen Punktes gibt es keine Phasenänderungen mehr und die Dichteänderungen sind kontinuierlich. Dies führt zu der Bezeichnung *flüssigähnlich* für Fluide hoher Dichte und *gasähnlich* für Fluide niedriger Dichte. Die Trennlinie dieser beiden Bereiche ist die Widom-Linie, die definiert ist als Verbindung der Punkte mit maximaler spezifischer

	T_{cr} [K]	P_{cr} [bar]
Parawasserstoff	32.94	12.84
Methan	190.56	45.99

Tabelle 3.1: Kritische Punkte von Wasserstoff und Methan [54].

Wärmekapazität c_p [8]. In dem Bereich der Widom-Linie ändern sich die physikalischen Eigenschaften eines Fluids sehr stark mit kleinen Änderungen der Temperatur und des Drucks. Diese Linie ist allerdings keine scharfe Trennlinie, wie die Koexistenzlinie.

Abbildung 3.2 zeigt den typischen Zustandsbereich in den Kühlkanälen von Raketenbrennkammern von Wasserstoff und Methan im Verhältnis zum jeweiligen kritischen Punkt. Ebenfalls dargestellt sind die Isolinien der spezifischen Wärmekapazität, die mit dem Wert des perfekten Gases dimensionslos gemacht wurden. Dargestellt sind nur die Werte für Methan, für einen qualitativen Vergleich sind die Unterschiede aber gering. Es ist deutlich zu sehen, dass der Betriebsbereich von Wasserstoff weit vom kritischen Punkt entfernt liegt und sich dadurch nur eine vergleichsweise geringe Variation der physikalischen Eigenschaften ergibt. Der Betriebsbereich von Methan ist dagegen nah am kritischen Punkt, wodurch eine starke temperatur- und druckabhängige Variation der physikalischen Eigenschaften entsteht.

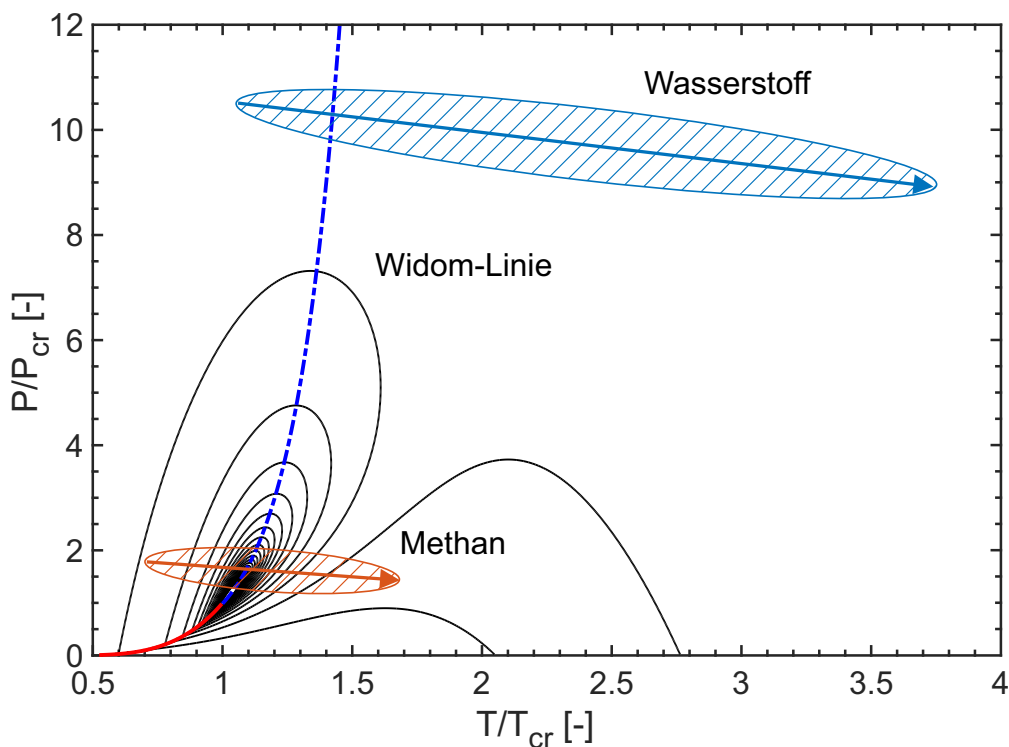


Abbildung 3.2: Zustandsbereich in den Kühlkanälen von Wasserstoff und Methan im Verhältnis zum jeweiligen kritischen Punkt. In rot ist die Koexistenzlinie eingezeichnet.

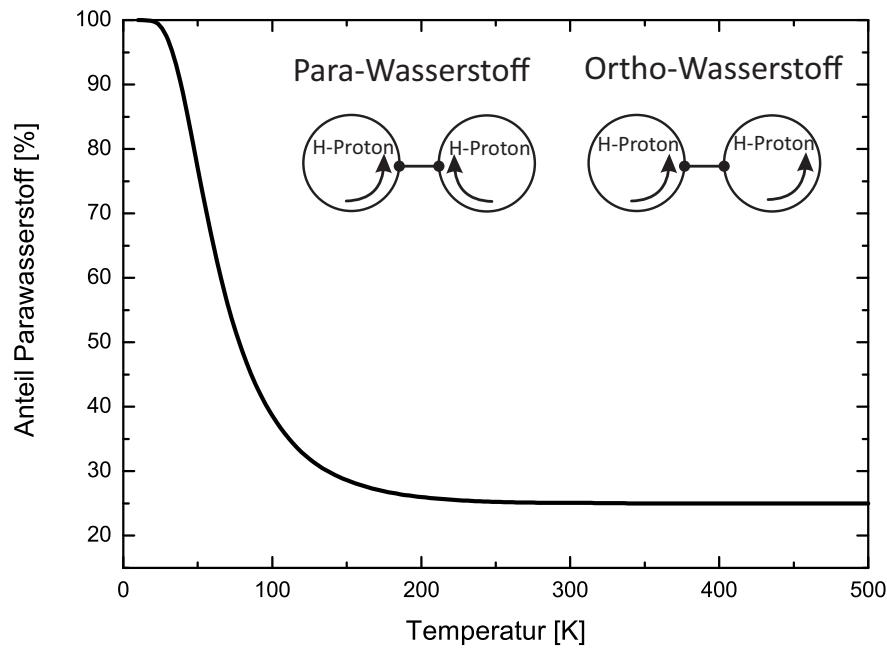


Abbildung 3.3: Verhältnis von Ortho- und Parawasserstoff in Abhängigkeit der Temperatur [9, 18].

3.2 Wasserstoff

Wasserstoff eignet sich aufgrund der geringen Molmasse $M = 2.016 \frac{g}{mol}$ und der hohen spezifischen Wärmekapazität c_P hervorragend als Treibstoff in Raketentriebwerken. Die geringe Molmasse führt bei einer Verbrennung mit flüssigem Sauerstoff zu einem hohen spezifischen Impuls I_{SP} und die hohe spezifische Wärmekapazität begünstigt gleichzeitig die Kühlwirkung im Kühlkanal bei der regenerativen Kühlung.

Der kritische Punkt von Wasserstoff liegt bei: $T_{cr} = 32.94 K$ und $P_{cr} = 12.84 bar$. Typische Eintrittsbedingungen im Kühlkanal für ein 10 kN Triebwerk sind: $T_{in} = 35 K$ und $P_{in} = 135 bar$ [75]. Aufgrund der Bedingungen im Kühlkanal liegt Wasserstoff über die gesamte Lauflänge des Kühlkanals als überkritisches Fluid vor. Daher haben Siedeprozesse bei der Kühlung mit Wasserstoff keine praktische Relevanz. Abbildung 3.4 zeigt die physikalischen Eigenschaften für Wasserstoff als Funktion der Temperatur für verschiedene Drücke.

3.2.1 Para- und Orthowasserstoff

Wasserstoff tritt in zwei Varianten auf, die sich im Kernspin unterscheiden. Bei Parawasserstoff ist der Spin gegensinnig ($S = 0$). Bei Orthowasserstoff ist er gleichsinnig ($S = 1$).

Abbildung 3.3 zeigt den Anteil von Parawasserstoff in Abhängigkeit zu der Temperatur. Da der Umwandlungsprozess von Para- zu Orthowasserstoff endotherm verläuft, stellt sich in Abhängigkeit der Temperatur ein festes Mischungsverhältnis ein. Ab einer Temperatur von $T = 200 K$ besteht die Mischung aus etwa 75 % Orthowasserstoff. Reinen Orthowasserstoff gibt es nicht [18]. Diese Mischung ändert sich mit steigender Temperatur nicht mehr und wird als Normalwasserstoff bezeichnet [18].

Aufgrund der geringen Temperatur in verflüssigtem Wasserstoff und der kurzen Verweilzeit im Kühlkanal, ist davon auszugehen, dass der Wasserstoff in der betrachteten Anwendung als Kühlfluid nahezu vollständig (99.789 % [18]) aus Parawasserstoff besteht. Wenn im Folgenden

von Wasserstoff die Rede ist, ist damit stets die Parawasserstoff Modifikation gemeint. Auch beziehen sich alle Stoffeigenschaften auf Parawasserstoff.

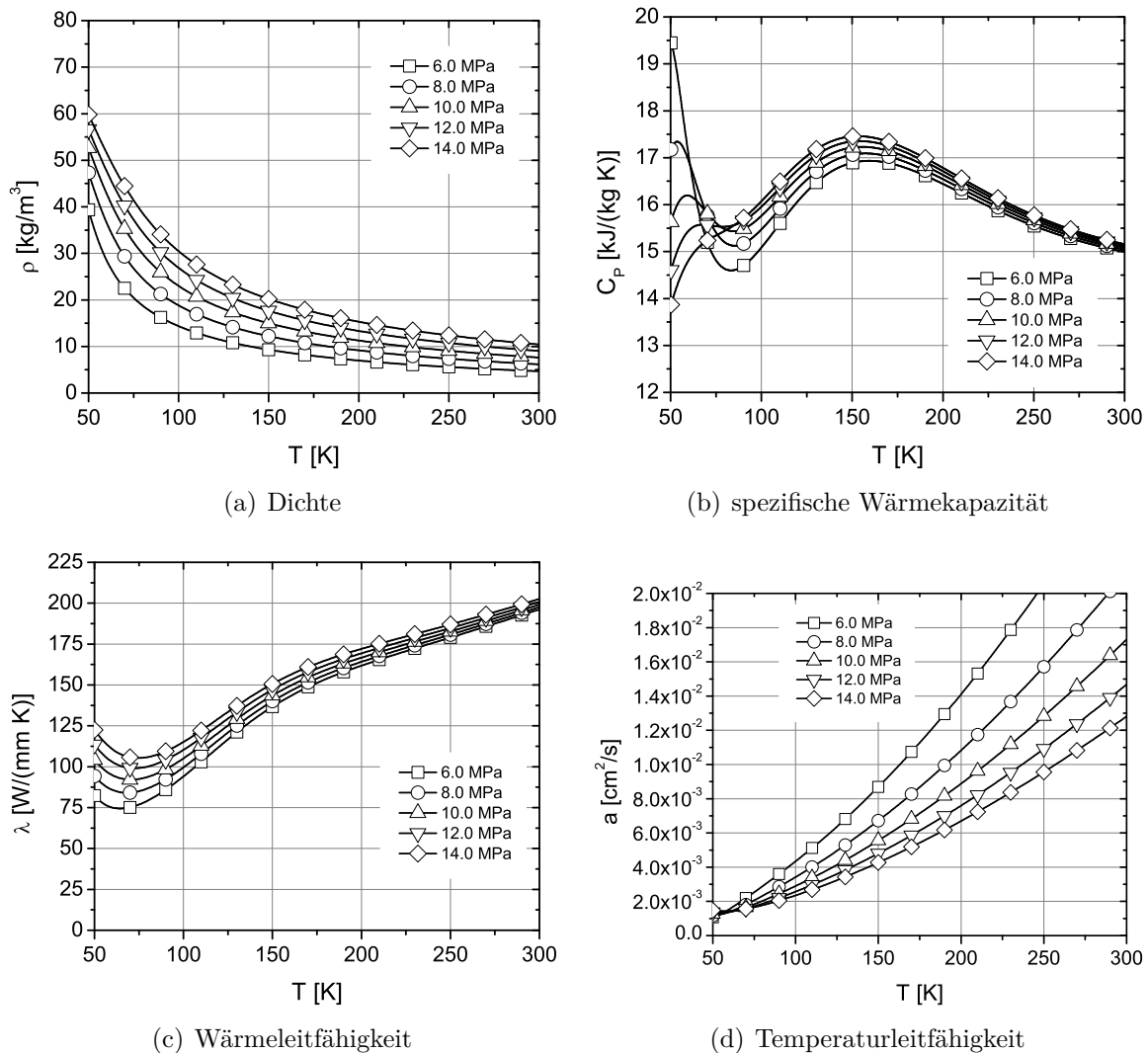


Abbildung 3.4: Physikalische Eigenschaften von Wasserstoff in Abhängigkeit der Temperatur bei unterschiedlichen Drücken [48].

3.3 Methan

Methan ist in den letzten Jahren zu einem vielversprechenden Kandidat als Treibstoff für eine neue Generation wiederverwendbarer Raketentriebwerke geworden [12, 37]. Aufgrund der höheren Dichte und Temperatur im flüssigen Zustand können sowohl Tankmasse als auch Isolation im Vergleich zu Wasserstoff eingespart werden. Der etwas niedrigere I_{SP} im Vergleich zu Wasserstoff ist dabei der größte Nachteil.

Der kritische Punkt von Methan liegt bei $T_{cr} = 190.56 K$ und $P_{cr} = 45.99 bar$. Typische Eintrittsbedingungen in den Kühlkanal sind $T_{in} = 135 K$ und $P_{in} = 140 bar$ [75]. Der Druck im Kühlkanal ist also oberhalb des kritischen Punktes, die Temperatur ändert sich im Kühlkanal von unterkritisch beim Eintritt zu überkritisch beim Austritt.

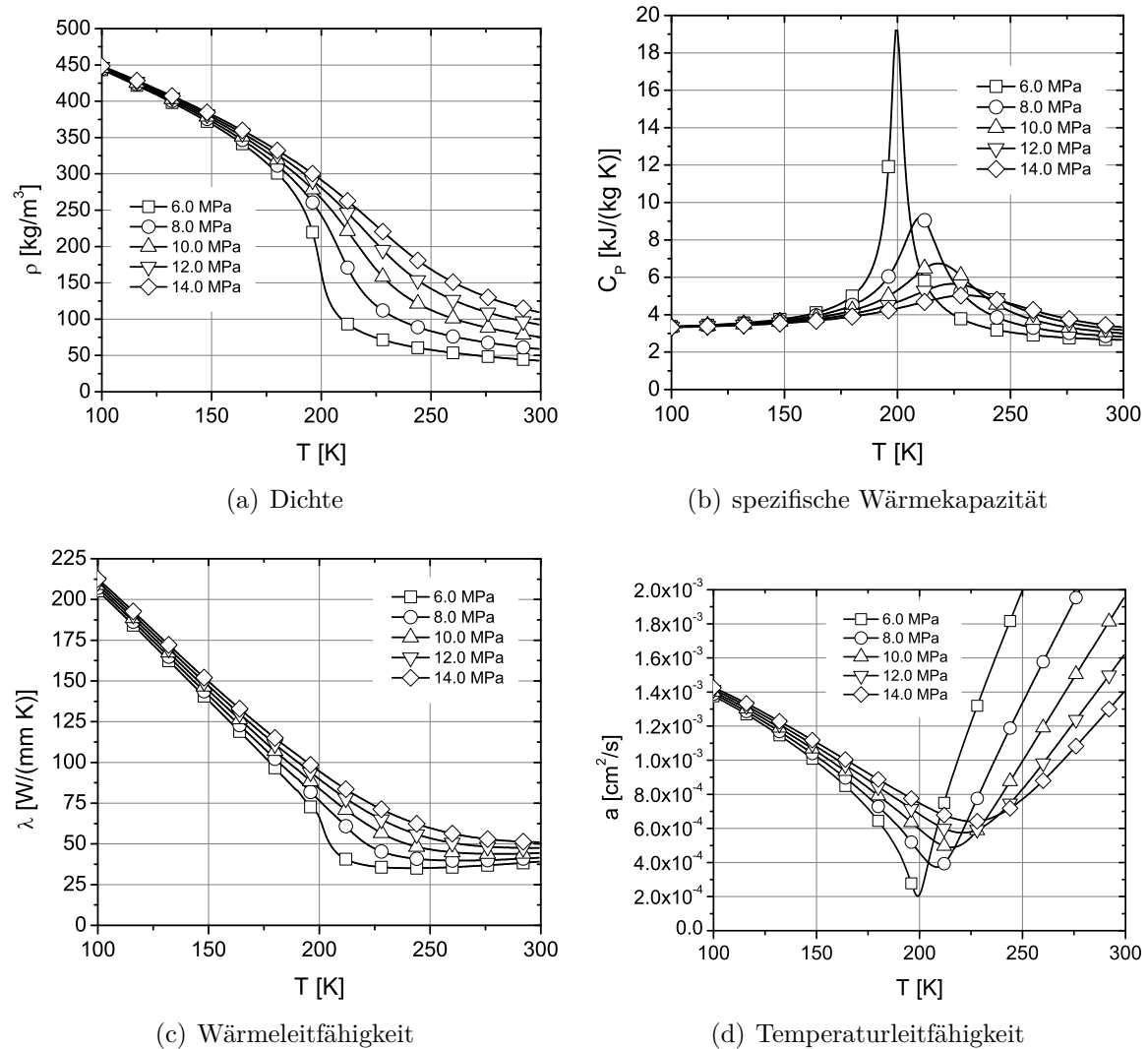


Abbildung 3.5: Physikalische Eigenschaften von Methan in Abhängigkeit der Temperatur bei unterschiedlichen Drücken [100].

Unterkritisches Sieden ist bei Methan, aufgrund der Nähe zum kritischen Punkt nur beim Drosseln des Triebwerks ein potenzielles Problem. Im stationären Betrieb kann es beim Übertritt der Widom-Linie trotzdem zum sogenannten Pseudosieden kommen.

3.3.1 Pseudosieden

Beim Überschreiten der Widom-Linie tritt ein Effekt auf, der Pseudosieden genannt wird [8]. Bei Erwärmung nimmt die Dichte des Fluids rasant ab und ein Teil der eingesetzten Enthalpie geht in die Überwindung von molekularen Anziehungskräften. Anders als beim unterkritischen Sieden ist der Übergang über einen Bereich kontinuierlich und es steigt dabei gleichzeitig auch die Temperatur. Banuti [8] hat gezeigt, dass bis zu einem reduzierten Druck von $\frac{P}{P_{cr}} < 1.5$ die Enthalpie zur Überwindung der molekularen Kräfte größer ist als die Enthalpie der Temperaturerhöhung und bis zu einem reduzierten Druck von $\frac{P}{P_{cr}} < 3$ dieses Pseudosieden noch einen signifikanten Einfluss hat. Bei weiter steigendem Druck verhält sich das Fluid immer mehr wie ein ideales Gas, d.h. die gesamte Erwärmungsenergie geht in eine Temperaturerhöhung. In diesem Bereich kann Pseudosieden vernachlässigt werden.

In Abbildung 3.5 sind die physikalischen Eigenschaften von Methan in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Drücke dargestellt. Bei der pseudokritischen Temperatur, T_{pc} , der Temperatur an der die Widom-Linie geschnitten wird, hat die spezifische Wärmekapazität definitionsgemäß ein Maximum. Dieses Maximum verschiebt sich bei steigenden Drücken zu höheren Temperaturen und nimmt vom Wert her ab. 7 MPa entsprechen einem reduzierten Druck von $\frac{P}{P_{cr}} \approx 1.5$. 14 MPa entsprechen einem reduzierten Druck von $\frac{P}{P_{cr}} \approx 3$. Bis zu diesem Wert hat das Pseudosieden eine relevante Bedeutung [8].

Abbildung 3.4(b) zeigt das Diagramm der spezifischen Wärmekapazitäten für Wasserstoff. Im, für die Anwendung als Raketentreibstoff relevanten Bereich, wird die Widom-Linie nicht geschnitten. Daher gibt es kein so ausgeprägtes Maximum wie bei Methan. Die Differenz zwischen den unterschiedlichen Drücken ist ebenfalls, im Vergleich zu Methan, deutlich kleiner.

Verkokung, Rußbildung

Bei Kohlenwasserstoffen sind die Probleme des Rußens (engl. sooting) und Verkokens (engl. coking) bekannt. Ruß tritt nur bei der Verbrennung mit Sauerstoff auf und kann eine isolierende Schicht auf der Heißgasseite zur Folge haben. Dagegen kann Verkokung bei hohen Temperaturen im reinen Stoff auftreten. Dabei zersetzt sich der Kohlenwasserstoff und bildet eine Kohlenstoffschicht. Probleme können durch eine isolierende Wirkung dieser Schicht bis zum Verstopfen der Kühlkanäle führen [63]. Bei den in den Experimenten im Kühlkanal maximal erreichten Temperaturen von Methan findet noch keine thermische Dissoziation statt [24, 33, 53].

Liquefied Natural Gas

Am P8 Prüfstand, auf den in Abschnitt 6.1 noch genauer eingegangen wird, steht für die Experimente kein reines Methan zur Verfügung. Stattdessen wird am Prüfstand Liquefied Natural Gas (LNG) verwendet. Die Zusammensetzung ist nicht fest definiert und kann je nach Quelle teilweise erheblich schwanken. Das in den Versuchen verwendete LNG besteht fast ausschließlich ($>98.8\%$) aus Methan. Die genaue Zusammensetzung ist in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Einer besonderen Bedeutung kommt Verunreinigungen mit Schwefel zu. Experimente mit elektrisch beheizten Kanälen, bei denen Methan geringe Mengen an Schwefel (wenige ppm) zugefügt wurden, zeigen massive Ablagerungen und Korrosion des Kupfermaterials [6, 94]. Betroffen ist dabei sowohl der Wärmeübergang, durch Ablagerungen als auch vor allem die Strömungscharakteristiken, durch Korrosion. Der Anteil von Schwefel und Schwefelverbindungen ist mit $< 1 \frac{\text{mg}}{\text{m}^3}$ so gering, dass entsprechende Effekte ausgeschlossen werden können. Die Unterschiede der physikalischen Eigenschaften der dargestellten Mischung und reinem Methan sind vernachlässigbar. In der folgenden Arbeit ist, wenn von den Experimenten am Prüfstand die Rede ist, bei der Bezeichnung Methan stets LNG gemeint.

Komponente		<i>Mol. – %</i>
Kohlenstoffdioxid	<	0.0100
Stickstoff		0.0836
Sauerstoff	<	0.0100
Helium	<	0.0020
Wasserstoff	<	0.0016
Methan		98.8712
Ethan		0.8140
Propan		0.1995
n-Butan	<	0.0001
i-Butan		0.0270
n-Pentan	<	0.0001
i-Pentan		0.0042
neo-Pentan		0.0005
C6 und höhere KW	<	0.0010

Tabelle 3.2: Stoffanteile des in den Versuchen verwendeten LNG (Laboruntersuchungen).

4 Numerische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Gleichungen, die für die numerische Strömungssimulation relevant sind vorgestellt und erläutert. Aufbauend auf den Erhaltungsgleichungen für kompressible, turbulente Strömungen werden die Turbulenzmodelle erläutert. Anschließend folgen die Modelle für Wandnähe und Rauheit.

4.1 Erhaltungsgleichungen für kompressible, turbulente Strömungen

Grundlagen in der numerischen Berechnung der Strömungsmechanik sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, die Navier-Stokes-Gleichungen [73]. Im Folgenden werden die Erhaltungsgleichungen in Divergenzform angegeben. Für tiefer gehende Betrachtungen wird an dieser Stelle auf die umfassende Literatur verwiesen [4, 49, 60, 73, 98].

Massenerhaltung

Die Massenerhaltung, oder Kontinuitätsgleichung wird durch Gleichung 4.1 beschrieben.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (4.1)$$

Impulserhaltung

Die Impulserhaltung ergibt sich nach Gleichung 4.2.

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} \times \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \tau + \rho \cdot \vec{g} \quad (4.2)$$

Im vorliegenden Fall werden die äußeren Gravitationseinflüsse vernachlässigt, daher ist $\rho \vec{g} = 0$. Der Schubspannungstensor τ kann nach der Stokes'schen Beziehung mit Gleichung 4.3 beschrieben werden. Dabei ist δ der Kronecker-Einheitstensor [49, 98].

$$\tau = \eta \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T - \frac{2}{3} \delta \cdot \nabla \vec{u} \right) \quad (4.3)$$

Energieerhaltung

Die Energieerhaltung ohne Gravitationseinfluss wird durch Gleichung 4.4 beschrieben.

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} h_{tot}) = \nabla(\lambda \nabla T) + \nabla(\vec{u} \cdot \tau) \quad (4.4)$$

Die totale Enthalpie h_{tot} ist dabei gegeben als:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}(\vec{u})^2 \quad (4.5)$$

4.2 Turbulenzmodellierung

Turbulente Strömungen zeichnen sich durch chaotische, zeitlich und räumlich instationäre Fluktuation aus, die als dreidimensionale Wirbel beschrieben werden können. Die Wirbel existieren auf unterschiedlichen Größenskalen und stehen untereinander in Wechselwirkung. Die größten Wirbel sind durch die Geometrie vorgegeben, die kleinsten sind durch die Zähigkeit des Fluids bestimmt. Große Wirbel zerfallen in kleinere Wirbel bis diese durch einen dissipativen Vorgang in Wärme umgewandelt werden. Der Grad der Auflösung dieser Wirbelstrukturen gliedert die numerische Strömungssimulation in drei Bereiche, die sich im Vereinfachungsgrad und im Rechenaufwand deutlich unterscheiden [98].

Direkte Numerische Simulation (DNS) Bei der DNS werden die Navier-Stokes-Gleichungen vollständig gelöst. Es werden auch die kleinsten Wirbel aufgelöst, was sehr feine Gitter verlangt und einen enormen Rechenaufwand zur Folge hat. DNS hat keine ingenieurtechnische Anwendung und wird vor allem zur Erforschung der Turbulenz eingesetzt [93].

Large Eddy Simulation (LES) Bei der LES werden die großen Wirbel, welche das Strömungsfeld beeinflussen mit simuliert und die kleinen dissipativen Wirbel werden über ein *subgrid-scale (SGS) model* modelliert [4]. Der Rechenaufwand ist allerdings im Vergleich zu RANS Simulationen immer noch sehr hoch [98].

Reynolds-gemittelte Gleichungen (RANS) RANS Simulationen sind in der Praxis am häufigsten vertreten. Dabei werden die Erhaltungsgleichungen zeitlich gemittelt und die Turbulenz mit Modellen angenähert. Dieses Verfahren führt zu einem sehr viel geringeren Rechenbedarf, allerdings sind die Lösungen, teilweise sehr stark, vom gewählten Turbulenzmodell abhängig.

4.2.1 Reynolds-gemittelte Erhaltungsgleichungen

Bei der Reynolds-Mittlung wird die lokale Strömungsgröße ϕ in einen zeitlichen Mittelwert $\bar{\phi}$ und einen Schwankungsanteil ϕ' zerlegt [73] (siehe auch Abb. 4.1).

$$\phi(x, t) = \bar{\phi}(x) + \phi'(x, t) \quad (4.6)$$

Die zeitliche Mittelung ergibt sich für eine stationäre Strömung aus Gleichung 4.7 [73, 123].

$$\bar{\phi}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x, t) dt \quad (4.7)$$

Die zeitlich gemittelte Massenerhaltungsgleichung ergibt sich damit zu:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \cdot \bar{\vec{u}}) = 0 \quad (4.8)$$

Die Impulserhaltungsgleichung zu:

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{\vec{u}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\vec{u}} \times \bar{\vec{u}}) = -\nabla p + \nabla \mathcal{I} \quad (4.9)$$

mit

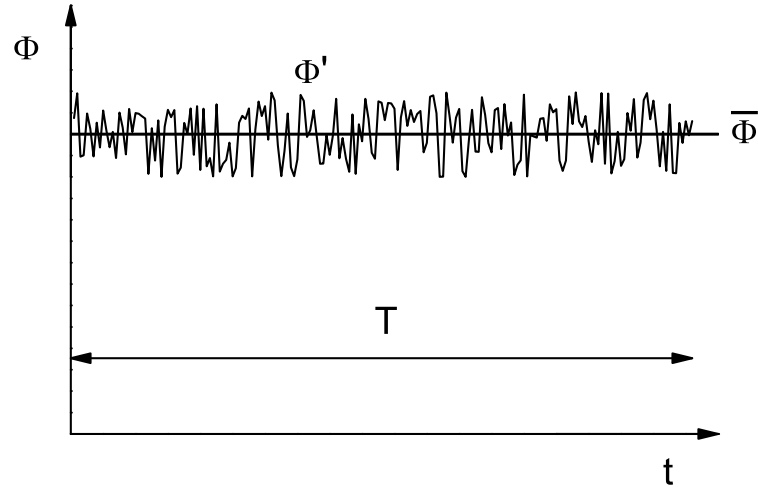


Abbildung 4.1: Zeitliche Mittelung einer stationären Strömungsgröße (nach [42]).

$$\underline{\tau} = \eta \left(\nabla \bar{\vec{u}} + (\nabla \bar{\vec{u}})^T - \frac{2}{3} \delta \cdot \nabla \bar{\vec{u}} \right) - \tau_t \quad (4.10)$$

Die turbulenten Schwankungen werden im Term τ_t , Gleichung 4.11, zusammengefasst und als Reynoldsspannungstensor bezeichnet. Es gilt: $\tau_{i,j} = \tau_{j,i}$. Der Tensor ist also symmetrisch und besitzt 6 unabhängige Komponenten. Diese zusätzlichen Terme müssen über die Turbulenzmodellierung bestimmt werden.

$$\tau_t = - \begin{pmatrix} \overline{\rho u' u'} & \overline{\rho u' v'} & \overline{\rho u' w'} \\ \overline{\rho v' u'} & \overline{\rho v' v'} & \overline{\rho v' w'} \\ \overline{\rho w' u'} & \overline{\rho w' v'} & \overline{\rho w' w'} \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Die Energieerhaltung wird zu:

$$\frac{\partial \overline{\rho h_{tot}}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho \vec{u} h_{tot}}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla \bar{T} - \overline{\rho h' \vec{u}'}) + \nabla \cdot (\bar{\vec{u}} \underline{\tau}) \quad (4.12)$$

Der zusätzliche Term $\overline{\rho h' \vec{u}'}$ steht für die turbulenten Wärmeströme und muss ebenfalls über ein Turbulenzmodell nachgebildet werden.

Abhängig von der Anzahl der Gleichungen, die verwendet werden um die zusätzlichen Terme des Reynoldsspannungstensors und der turbulenten Wärmestromdichte zu modellieren, werden zwei Klassen der Turbulenzmodellierung unterschieden: Die *Wirbelviskositätsmodelle* und die *Reynolds-Spannungsmodelle*.

4.2.2 Wirbelviskositätsmodelle

Der Impuls- und Wärmetransport infolge der molekularen Diffusionsvorgänge werden durch die molekulare Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit repräsentiert. Analog dazu werden die Austauschvorgänge infolge von Turbulenz über eine turbulente Viskosität und eine turbulente Wärmeleitfähigkeit abgebildet [73].

Die Reynoldsspannungen können dann mit dem Ansatz von Boussinesq modelliert werden:

$$\tau_t = \eta_t \left(\nabla \bar{\vec{u}} + (\nabla \bar{\vec{u}})^T - \frac{2}{3} \delta \cdot \nabla \bar{\vec{u}} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta \quad (4.13)$$

Darin ist η_t die Wirbelviskosität. Die Anzahl der Gleichungen, die zur Bestimmung der Wirbelviskosität verwendet werden, unterteilt die Wirbelviskositätsmodelle in *0-Gleichungs*, *1-Gleichungs* und *2-Gleichungs* Modelle. Die turbulente kinetische Energie k ist dabei nach Gleichung 4.14 definiert.

$$k = \frac{1}{2}(\vec{u}')^2 \quad (4.14)$$

Die turbulenten Wärmestromdichten können über die turbulente Prandtlzahl Pr_t bestimmt werden [73].

$$Pr_t = \frac{\eta_t c_p}{\lambda_t} \quad (4.15)$$

Die turbulente Prandtlzahl wird in der Regel auf den konstanten Wert $Pr_t = 0.9$ gesetzt [4, 73].

Der Ansatz der Wirbelviskosität setzt voraus, dass die Turbulenz isotrop ist. Die turbulenten Fluktuationen sind also in allen Raumrichtungen gleich. Damit können etwa Sekundärströmungen nicht modelliert werden [27, 73, 112]. In der Praxis hat sich dieser Ansatz aber für zahlreiche Strömungen mit Wärmetransport bewährt [26, 49, 73, 112].

Auf die weiteren numerischen Details der konkreten Turbulenzmodelle wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen. Es werden lediglich kurz die Vor- und Nachteile der jeweiligen Modelle erläutert.

1-Gleichungs Modelle

Spalart-Allmaras Modell Ein bekannter Vertreter der 1-Gleichungsmodelle ist das Spalart-Allmaras Modell bei dem eine Transportgleichung für die Wirbelviskosität verwendet wird. Das Modell wurde für die Umströmung von Tragflächen entwickelt bei denen es zum Strömungsabriss kommt. Grenzschichtströmungen, freie Scher- und Nachlaufströmungen können mit dem Modell simuliert werden. Für komplexere Strömungen ist das Modell allerdings ungeeignet [98]. Es wird teilweise auch für die Simulation von Kühlkanalströmungen eingesetzt [84].

2-Gleichungs Modelle

k - ϵ Modell Eines der bekanntesten und lange Zeit am häufigsten verwendete Modell ist das $k - \epsilon$ Modell. Es werden die zwei Transportgleichungen für die kinetische Energie k und für die Dissipationsrate ϵ gelöst. Dieses Modell liefert gute Ergebnisse in der Kernströmung, hat aber Probleme bei Strömungen, die an der Wand ablösen [49, 98].

k - ω Modell Analog zum $k - \epsilon$ Modell wird beim $k - \omega$ Modell die kinetische Energie k als Transportgleichung verwendet. Statt der Dissipationsrate ϵ wird die turbulente Frequenz ω verwendet. Dieses Modell liefert in der Nähe der Wand gute Ergebnisse, ist in der Kernströmung allerdings dem $k - \epsilon$ Modell unterlegen [49].

Shear Stress Transport (SST) Als Kombination der beiden Modelle $k - \epsilon$ und $k - \omega$ hat sich das SST Turbulenzmodell mittlerweile als Standardmodell etabliert [49]. Es vereint die Vorteile der beiden Modelle, sodass die Genauigkeit sowohl in der freien Strömung als auch im Randbereich verbessert wird. Ermöglicht wird dies dadurch, dass beim SST Modell die Gleichungen des $k - \epsilon$ Modells in der freien Strömung Anwendung finden und die des $k - \omega$ Modells im wandnahen Bereich. Es liefert auch beim Wärmeübergang gute Ergebnisse und ist damit für den vorliegenden Fall das vielversprechendste Turbulenzmodell [26, 27, 49, 98, 112].

4.2.3 Reynolds-Spannungsmodelle

Bei den Reynolds-Spannungsmodellen werden die einzelnen Anteile des Reynoldsspannungstensors τ_t getrennt modelliert. Damit ergeben sich statt einer Gleichung, wie beim Wirbelviskositätsansatz 6 Reynolds-Spannung. Die Modellierung ist damit erheblich aufwändiger und rechenintensiver. Im Gegensatz zu den Wirbelviskositätsmodellen sind die Reynolds-Spannungsmodelle in der Lage die Anisotropie der Turbulenz in komplexen Strömungskonfigurationen zu erfassen [27, 73, 98, 112].

4.3 Strömung und Turbulenz in Wandnähe

Aufgrund der betrachteten Wechselwirkung von Strömung und Wand, der beim Wärmeübergang eine große Rolle zuteil wird, spielt der Einfluss der festen Wand eine bedeutende Rolle. An der Wand bildet sich eine Grenzschicht aus, innerhalb derer die Geschwindigkeit von null (direkt an der Wand) bis zu einem endlichen Wert anwächst. Die Dicke dieser Grenzschicht ist üblicherweise durch den Wert definiert an dem die Geschwindigkeit 99% der Geschwindigkeit der ungestörten Hauptströmung beträgt [96, 119].

Im Folgenden werden die wesentlichen Gleichungen zur Beschreibung einer turbulenten Grenzschicht mit Berücksichtigung der Rauheit vorgestellt. Für eine tiefere Behandlung dieses Themas wird an dieser Stelle auf die umfassende Literatur verwiesen [35, 96, 119, 122].

Die Grenzschicht wird mit den dimensionslosen Größen für den Wandabstand und der Geschwindigkeit y^+ und u^+ beschrieben.

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (4.16)$$

mit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.17)$$

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y}_{y=0} \quad (4.18)$$

u_τ ist die Schubspannungsgeschwindigkeit und τ_w die Schubspannung an der Wand.

Die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ ergibt sich als Quotient der mittleren und der Schubspannungsgeschwindigkeit.

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (4.19)$$

Durch die Reynoldsspannungen ergeben sich in der turbulenten Grenzschicht zusätzlich induzierte turbulente Kräfte. Abhängig vom dimensionslosen Wandabstand y^+ lässt sich die Grenzschicht in verschiedene Bereiche unterteilen (siehe Abbildung 4.2).

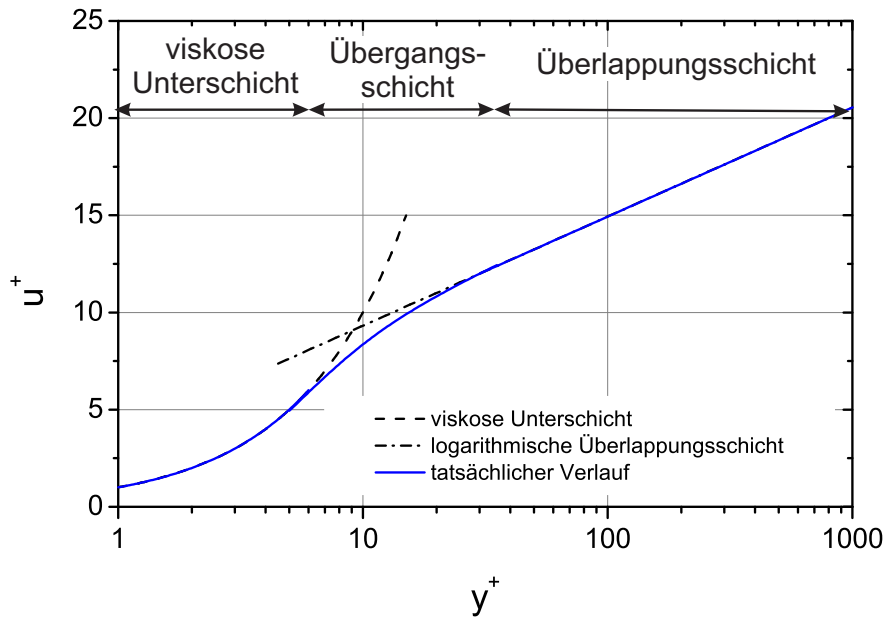


Abbildung 4.2: Universelles Geschwindigkeitsprofil in der turbulenten Grenzschicht [96, 122].

Die viskose Unterschicht $0 \leq y^+ \leq 5$ in der viskosen Unterschicht wird die Strömung durch Reibungseffekte bestimmt und der Einfluss der Turbulenz kann vernachlässigt werden. Es besteht der lineare Zusammenhang

$$u^+ = y^+ \quad (4.20)$$

Der Übergangsbereich $5 \leq y^+ \leq 70$ Zwischen der viskosen Unterschicht und der logarithmischen Überlappungsschicht sind die Reibungs- und Turbulenzkräfte von gleicher Größenordnung. Für diesen Bereich existieren halbempirische Gleichungen (siehe Jischa [35] und Walz [119]), die im wesentlichen einen glatten Übergang zwischen den beiden angrenzenden Schichten bilden. (Laut Jischa geht dieser Bereich bis zu einem y^+ Wert von 60 [35])

Die logarithmische Überlappungsschicht $70 \leq y^+$ In der Überlappungsschicht dominieren die turbulenten Kräfte gegenüber den Reibungskräften. Zwischen u^+ und y^+ gilt folgender logarithmische Zusammenhang:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad (4.21)$$

mit $\kappa = 0.41$ und $B = 5$ [122]. (Jischa und Schlichting: $\kappa = 0.40$, $B = 5.5$ [35, 96])

Die Überlappungsschicht geht mit steigendem Wandabstand in die Hauptströmung über.

4.3.1 Die Temperaturgrenzschicht

Analog zum Geschwindigkeitsprofil lässt sich auch das Temperaturprofil im wandnahen Bereich angeben. Geschwindigkeits- und thermische Grenzschicht müssen dabei nicht unbedingt gleich dick sein.

$$T^+ = \frac{T - T_w}{T_\tau} \quad (4.22)$$

mit

$$T_\tau = -\frac{\dot{q}_w}{\rho c_p u_\tau} \quad (4.23)$$

und

$$\dot{q}_w = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}_{y=0} \quad (4.24)$$

In der thermischen Unterschicht gilt der lineare Zusammenhang.

$$T^+ = Pr y^+ \quad (4.25)$$

und in der logarithmischen Schicht

$$T^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln(y^+) + C_T \quad (4.26)$$

mit $C_T = 12.8 Pr^{0.68} - 7.3$ und Pr_t der turbulenten Prandtlzahl.

$$Pr_t = \frac{\eta_t c_p}{\lambda_t} \quad (4.27)$$

Die turbulente Prandtlzahl kann als Funktion der Reynolds- und der Prandtlzahl mithilfe von Gleichung 4.28 bestimmt werden [35].

$$Pr_t = K_1 + K_2 \frac{1}{Pr Re^m} \quad (4.28)$$

mit $K_1 = 0.9$, $K_2 = 182.4$ und $m = 0.888$. Mit steigender Prandtl- und Reynoldszahl geht die turbulente Prandtlzahl gegen die Konstante $K_1 = 0.9$.

4.3.2 Der Einfluss der Rauheit

Die Gleichungen für die Geschwindigkeitsgrenzschicht gelten nur für den hydraulisch glatten Fall. Rauhe Wände stören insbesondere die viskose Unterschicht und führen zu einem Anstieg der Turbulenz. Dies wiederum führt zu einem Anstieg der Scherspannungen und einem Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten.

Es werden abhängig von der dimensionslosen Rauheit k^+ drei Bereiche unterschieden [35, 96, 122].

$$k^+ = \frac{k u_\tau}{\eta} \quad (4.29)$$

Hydraulisch glatt $k^+ < 5$ Die Rauheitsspitzen sind vollkommen in der viskosen Unterschicht eingebettet. Der Impuls wird nur durch Scherspannung auf die Wand übertragen.

Übergangsbereich $5 < k^+ < 70$ Die Rauheitsspitzen ragen teilweise aus der viskosen Unterschicht heraus. Der Impuls wird sowohl durch Scherspannungen als auch durch Druckkräfte auf die Wand übertragen.

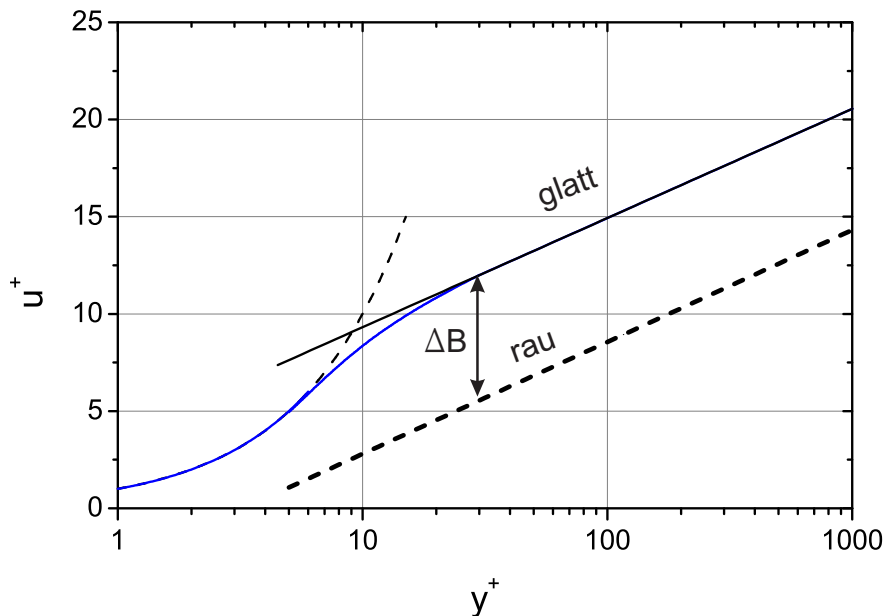


Abbildung 4.3: Verschiebung der logarithmischen Überlappungsschicht bei rauhen Wänden [96, 122].

Vollkommen rau $k^+ > 70$ Die viskose Unterschicht verschwindet in den Rauheitsspitzen. Der Impuls wird nur durch Druckkräfte auf die Wand übertragen.

Im hydraulisch glatten Bereich kann auf eine Modellierung der Rauheit verzichtet werden, da die viskose Unterschicht intakt bleibt. Erhöht sich die Rauheit, ragen die Rauheitsspitzen aus der viskosen Unterschicht heraus, wodurch diese verschwindet.

Gleichung 4.21 ändert sich damit zu:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B - \Delta B(k^+) \quad (4.30)$$

Der Versatz ΔB ist eine Funktion der dimensionslosen Rauheit k^+ und führt zu einer Parallelverschiebung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils nach unten (siehe Abb. 4.3).

Für klassische Sandkornrauheit kann ΔB im vollkommen rauhen Bereich mit folgender Gleichung beschrieben werden [4]:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + 0.3k^+) \quad (4.31)$$

Nach White [122] gilt folgende Formel:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(k^+) - 3.5 \quad (4.32)$$

Modellierung der Rauheit Zusätzlich zu der Verschiebung ΔB muss die Verdrängungsdicke durch die Rauheit modelliert werden. Die unregelmäßige technische Rauheit (Abb. 4.4(a)) wird durch eine dichte Kugelpackung als Idealvorstellung der Rauheit (Abb. 4.4(b)) dargestellt [4]. Die Wand wird virtuell um die halbe Rauheitshöhe $k_s/2$ verschoben. Bei den numerischen Simulationen werden die innerhalb der Rauheit gelegenen Gitterpunkte

nicht berücksichtigt [4]. Die Umrechnung von technischer- in Sandkornrauheit erfolgt mit Gleichung 4.33 [2].

$$k_s = 5.86 \cdot R_a \quad (4.33)$$

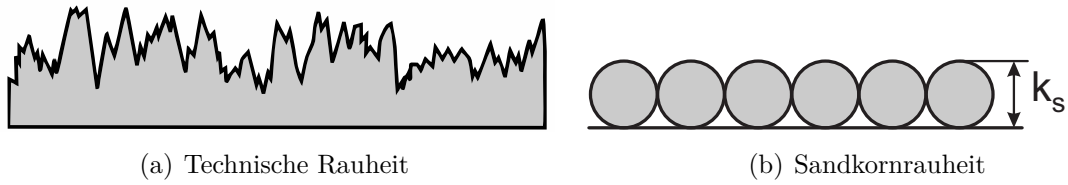


Abbildung 4.4: Technische- und Sandkornrauheit.

5 Physikalische Modelle

In diesem Kapitel werden kurz die physikalischen Zusammenhänge vorgestellt, die grundlegend für den Wärmeübergang sind. Anschließend werden empirische Modelle für den konvektiven Wärmeübergang am Kühlkanal und an der Heißgasseite vorgestellt. Im Hinblick auf die Kühlung mit Methan werden der transkritische Bereich und die möglichen Arten des Wärmeübergangs in dem Bereich erläutert.

5.1 Physikalische Grundlagen des Wärmeübergangs

Beim Wärmeübergang von der Heißgasseite zur Struktur und von der Struktur zum Kühlkanal spielen folgende grundsätzlich verschiedene Mechanismen eine Rolle [60, 109]:

1. Wärmeleitung
2. Konvektiver Wärmeübergang
3. Wärmestrahlung

Wärmeleitung Wärmeleitung beschreibt den Energietransport infolge atomarer und molekularer Wechselwirkungen. Wärmetransport durch reine Wärmeleitung tritt vorwiegend in Festkörpern auf. Es gilt allgemein der Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte \dot{q} und dem Temperaturfeld T [60]:

$$\dot{q} = -\lambda \nabla T \quad (5.1)$$

und insbesondere im eindimensionalen Fall:

$$\dot{q}_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5.2)$$

λ bezeichnet die Wärmeleitfähigkeit und ist vom entsprechenden Material abhängig. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Wärmeleitfähigkeit verschiedener Metalle.

Material	Wärmeleitfähigkeit, λ [W/(mK)]
Silber	429
Kupfer	401
Kupferlegierung (CuCrZr)	350
Aluminium	238
Nickel	85
Edelstahl (Inconel)	15

Tabelle 5.1: Übersicht über die Wärmeleitfähigkeit verschiedener Metalle [22, 74].

Konvektiver Wärmeübergang Als konvektiver Wärmeübergang wird die Wärmeübertragung auf ein strömendes Fluid bezeichnet. Er ist stets von Wärmeleitung begleitet. Für den Wärmeübergang an der Wand \dot{q}_w gilt allgemein der Zusammenhang:

$$\dot{q}_w = \alpha (T_w - T_b) \quad (5.3)$$

Dabei ist α der Wärmeübergangskoeffizient, T_w die Temperatur an der Wand und T_b die Temperatur des Fluids in hinreichend großem Abstand zur Wand.

Unmittelbar an der Wand haften die Fluidteilchen an der Wand und die Wärmeübertragung auf das Fluid erfolgt durch reine Wärmeleitung. Setzt man Gleichung 5.2 und 5.3 gleich und teilt durch eine charakteristische Länge L , ergibt sich:

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \left(\frac{T}{T_w - T_b} \right)}{\partial \left(\frac{x}{L} \right)} \right)_w \quad (5.4)$$

Der linke Ausdruck wird zu Ehren von Wilhelm Nußelt als Nußeltzahl Nu bezeichnet. Mit der dimensionslosen Temperatur Θ und der dimensionslosen Länge ξ ergibt sich entsprechend:

$$\Theta = \frac{T}{T_w - T_b} \quad (5.5)$$

$$\xi = \frac{x}{L} \quad (5.6)$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} = - \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right)_w \quad (5.7)$$

Damit ist die Nußeltzahl gleich dem negativen dimensionslosen Temperaturgradienten an der Wand.

Eine wesentliche Aufgabe bei der Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs ist die Ermittlung von entsprechenden Korrelationen für die Nußeltzahl.

Wärmestrahlung Bei der Wärmestrahlung handelt es sich um eine elektromagnetische Strahlung, die jeder Körper abhängig von seiner Temperatur emittiert. Neben der Temperatur hängt der durch Wärmestrahlung übertragene Wärmestrom von der Oberflächenbeschaffenheit bzw. vom Emissionskoeffizienten ϵ ab. Das *Stefan-Boltzmann-Gesetz* (Gleichung 5.8) gibt an, wie viel Leistung ein schwarzer Strahler der Temperatur T und der Fläche A abstrahlt.

$$P = \sigma A T^4 \quad (5.8)$$

σ bezeichnet die Stefan-Boltzmann Konstante ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} [W/(m^2 K^4)]$ [54]).

In Kühlkanalströmungen ist der Wärmeübergang durch Strahlung und Wärmeleitung gegenüber dem konvektiven Wärmeübergang vernachlässigbar klein. Signifikanten Einfluss hat die Wärmestrahlung bei der aktiven Strahlungskühlung (Siehe auch Abbildung 1.1), insbesondere in der Düse, wie sie beispielsweise im VINCI Triebwerk verwendet wird [3].

In der Heißgasströmung kann, insbesondere bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen, die Wärmestrahlung einen signifikanten Einfluss auf den Wandwärmestrom haben.

Im Folgenden wird ausschließlich der Wärmeübergang aufgrund von Konvektion behandelt.

5.2 Empirische Modelle für den konvektiven Wärmeübergang

Bei erzwungener Konvektion wird die Nußeltzahl Nu als Funktion von Reynoldszahl Re und Prandtlzahl Pr angegeben.

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (5.9)$$

wobei

$$Re = \frac{\rho v L}{\eta} \quad (5.10)$$

und

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (5.11)$$

Die charakteristische Länge L ist bei ausgebildeten Rohrströmungen durch den Durchmesser D gegeben. Bei nichtkreisförmigen Kanälen muss der Durchmesser durch den hydraulischen Durchmesser d_h ersetzt werden:

$$d_h = 4 \frac{A}{U} \quad (5.12)$$

Für die Berechnung des Wärmeübergangs von Wasserstoff in Kühlkanalströmungen existieren eine Vielzahl von empirischen Modellen. Die meisten dieser Modelle können auch auf die Kühlung mit Methan angewandt werden, allerdings ist dabei der thermodynamische Bereich innerhalb der Kühlkanalströmung ein entscheidender Faktor.

5.2.1 Kühlkanalseitiger Wärmeübergang

Typischerweise wird eine Nußeltkorrelation der folgenden Form verwendet, um die Ergebnisse von experimentellen Rohrströmungsexperimenten nachzubilden:

$$Nu = C \cdot Re^a Pr^b \quad (5.13)$$

Für überkritischen Wasserstoff bei hohen Temperaturen ist die Gleichung von Dittus und Boelter [21] ein weitverbreitetes Modell:

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (5.14)$$

Eine überarbeitete Version dieser Gleichung, die auch das Verhältnis von Wandtemperatur zu Fluidtemperatur in Betracht zieht wurde von McCarthy und Wolf aufgestellt [57]:

$$Nu = 0.025 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4} \cdot \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0.55} \quad (5.15)$$

Nachdem er eine Reihe von Rohrströmungsexperimenten verglich, stellte Taylor eine modifizierte Gleichung für Wasserstoff als Kühlfluid auf, die für einen weiten Bereich Gültigkeit hat [110]:

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4} \cdot \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0.57 + \frac{1.59}{x/D}} \quad (5.16)$$

	C	a	b	n
Dittus und Boelter, 1930	0.023	0.8	0.4	0
McCarthy und Wolf, 1960	0.025	0.8	0.4	-0.55
Taylor, 1968	0.023	0.8	0.4	$-0.57 + \frac{1.59}{x/D}$

Tabelle 5.2: Übersicht Korrelationsgleichungen der Form $Nu = C \cdot Re^a Pr^b \left(\frac{T_w}{T_f}\right)^n$.

5.2.1.1 Der transkritische Bereich

Im überkritischen Bereich, nahe des kritischen Punktes, sind die Änderungen der physikalischen Eigenschaften der Fluide so groß, dass die klassischen Korrelationsgleichungen nicht angewandt werden können [9].

Laut Kurganov [44] gibt es in diesem Bereich abhängig von der Wärmelast und dem thermodynamischen Zustand drei Arten des Wärmeübergangs: *normal*, *deteriorated* und *improved*. Beim *normalen* und *verbesserten (improved)* Wärmeübergang steigt die Heißgaswandtemperatur mit der Lauflänge monoton an. Im Fall des *verschlechterten (deteriorated)* Wärmeübergangs bildet sich ein Maximum der Heißgaswandtemperatur aus. Aufgrund des sprunghaften Anstiegs der Temperatur ist diese Art des Wärmeübergangs der gefährlichste Bereich beim Wärmeübergang im transkritischen Bereich.

Tabelle 5.3 gibt die drei Arten des Wärmeübergangs im transkritischen Bereich mit deren charakteristischen Auswirkungen auf die Heißgaswandtemperatur und den Wärmeübergangskoeffizienten an.

Wärmeübergang	Heißgaswandtemperatur	Wärmeübergangskoeffizient
normal	monoton steigend	monoton steigend
verbessert (enhanced)	monoton steigend	lokales Maximum
verschlechtert (deteriorated)	lokales Maximum	lokales Minimum

Tabelle 5.3: Die drei möglichen Arten des Wärmeübergangs im transkritischen Bereich [44].

Normaler Wärmeübergang Der normale Wärmeübergang zeichnet sich durch eine monoton steigende Wandtemperatur bei konstanter Wärmestromdichte aus. Bei ausgebildeter Strömung steigt die Wandtemperatur monoton mit der Fluidtemperatur.

Verbesserter Wärmeübergang (enhanced) Beim Übertreten der Widom-Linie hat die spezifische Wärmekapazität eines Fluids definitionsgemäß ein Maximum. Dieses Maximum wird mit zunehmender Nähe zum kritischen Punkt immer ausgeprägter. Dadurch kann bei gleicher Temperaturerhöhung mehr Wärme vom Kühlfluid aufgenommen werden. Im Bereich des Maximums der spezifischen Wärmekapazität hat dann auch der Wärmeübergangskoeffizient ein Maximum.

Verschlechterter Wärmeübergang (Heat Transfer Deterioration) In vielen experimentellen Untersuchungen, insbesondere mit überkritischem Wasser und CO_2 , wurden Tempe-

raturspitzen beobachtet, die mit einer Verschlechterung des Wärmeübergangs einhergehen. Neben Begriffen wie „impairment of heat transfer“ („die Minderung, die Verschlechterung“) oder „degraded heat transfer“ („entarten, herabsetzen“) hat sich mittlerweile die Bezeichnung „*heat transfer deterioration* (HTD)“ („die Verschlechterung, der Rückgang“) einheitlich durchgesetzt [1, 58, 85, 86, 101, 113]. Viele der Arbeiten an diesem Thema stammen aus dem Bereich der Kernreaktorforschung. Für diesen Anwendungsfall sind vertikal angeordnete kreisförmige Rohre relevant, die gleichmäßig beheizt werden. Bei der Strömung handelt es sich um eine Mischung aus erzwungener und natürlicher Konvektion, da die Gravitation nicht vernachlässigt werden kann [55]. Dadurch ergeben sich deutliche Unterschiede in der Strömung als bei reiner erzwungener Konvektion, wie sie in den Kühlkanälen von Raketentriebwerken vorkommt.

Die Auswirkungen des HTD, eine Temperaturspitze und ein Rückgang des Wärmeübergangskoeffizienten, sind daher in beiden Anwendungsfällen dieselben, der dahinterliegende Mechanismus ist allerdings ein anderer. Bei vertikalen Rohren im Gravitationsfeld ist eine Relaminisierung durch eine Beschleunigung der Strömung für den Effekt verantwortlich. Durch die dadurch verminderte Turbulenz, reduziert sich der Wärmeübergangskoeffizient und die Wandtemperatur steigt. Eine Beschleunigung kann sowohl thermisch durch Aufheizen erfolgen oder aufgrund der Gravitationskräfte [44–46, 55, 113].

Im Gegensatz dazu sind bei einer reinen erzwungenen Konvektion, bei der Gravitation vernachlässigt werden kann, die Stoffparameter des Fluids von entscheidender Bedeutung. Im transkritischen Bereich, bzw. bei Überschreiten der Widom-Linie, sind die physikalischen Eigenschaften des Kühlfluids sehr stark von Änderungen der Fluidtemperatur beeinflusst.

Wie bereits in Abschnitt 3.3.1 erläutert, ist dabei insbesondere der Verlauf der spezifischen Wärmekapazität, c_p betroffen.

Aufgrund des sehr ausgeprägten Maximums der spezifischen Wärmekapazität in der Nähe des kritischen Punktes kommt es in Verbindung mit einem hohen Wärmestrom zu einer Trennung der *gasartigen* und der *flüssigartigen* Schicht. In Wandnähe heizt sich das Fluid sehr schnell auf, die hohe spezifische Wärmekapazität bildet allerdings eine Barriere und verhindert, dass sich die kalte Kernströmung ebenfalls erwärmt. Es kommt zu einer *gasartigen* Pufferschicht und einer rapiden Abnahme des Wärmeübergangs. Aufgrund der geringen Dichte in der *gasartigen* Schicht wird diese bei weiterer Erwärmung beschleunigt und es bildet sich ein charakteristisches M-förmiges Geschwindigkeitsprofil aus [85, 114]. Diese hohe Geschwindigkeit erhöht wiederum den Wärmeübergang, wodurch es zu einem Absinken der Heißgaswandtemperatur kommt. Durch die zuerst stark ansteigende und später wieder absinkende Heißgaswandtemperatur kommt es zu einem charakteristischen Maximum.

Sobald die mittlere Fluidtemperatur oberhalb der Widomlinie liegt, ist der Effekt abgeschlossen und es liegt wieder ein *normaler* Wärmeübergang vor.

Das charakteristische Maximum der Heißgaswandtemperatur wird als experimenteller Nachweis für das Auftreten von HTD gesehen [113]. Darüber hinaus ist der damit verbundene starke Anstieg der Heißgaswandtemperatur der bedeutendste Nachteil und die größte Gefahr wenn es zu HTD kommt.

Abbildung 5.1 zeigt die Ergebnisse einer Simulation für die Kühlung mit Methan bei unterschiedlichen Drücken im Kühlkanal. Dargestellt ist die Heißgaswandtemperatur in Abhängigkeit der Kanallänge. Simuliert wurde ein gerader Kanal mit einer Breite von $b = 0.5 \text{ mm}$, einer Höhe von $h = 4.6 \text{ mm}$ und einer Länge von $l = 0.3 \text{ m}$. Die ersten 0.1 m sind unbeheizt,

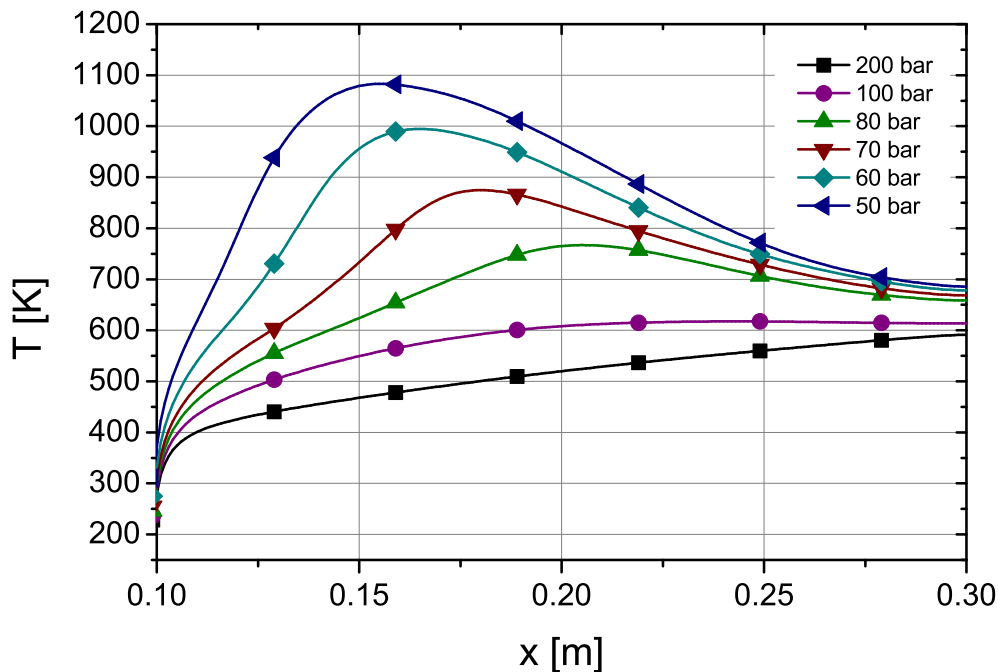


Abbildung 5.1: Simulierte Heißgaswandtemperatur bei der Kühlung mit Methan bei unterschiedlichen Drücken.

danach wird eine konstante Wärmestromdichte auf die Heißgaswand aufgeprägt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Heißgaswandtemperatur mit sinkendem Druck deutlich ansteigt und ein Maximum ausbildet, das mit weiter sinkendem Druck stärker ausgeprägt ist und früher einsetzt. Dieser Verlauf ergibt sich aus dem Verlauf der spezifischen Wärmekapazität (Abbildung 3.5(b)). Das Maximum der spezifischen Wärmekapazität wird mit abnehmendem Druck größer und verschiebt sich zu niedrigeren Temperaturen. Analog dazu ist das Maximum der Heißgaswandtemperatur ausgeprägter und verschiebt sich nach vorne. Je schärfer sich das Maximum der spezifischen Wärmekapazität ausbildet desto schärfer ist auch die Trennung von *gasartiger* Pufferschicht und *flüssigartiger* Kernströmung. Unterhalb des kritischen Punktes gibt es dann eine ganz scharfe Trennung in gasförmig und flüssig und es kommt zum Sieden.

In Abbildung 5.1 ist auch zu erkennen, dass es im weiteren Verlauf wieder zu einem *normalen* Wärmeübergang kommt. Die Kurven wachsen wieder zusammen und nach einer Lauflänge von etwa 0.3 m ist der Einfluss des Drucks wieder vernachlässigbar.

Abbildung 5.2 zeigt das Geschwindigkeitsprofil an der Symmetrieebene der Strömung an Position $x = 0.186\text{ m}$ für den 60 bar-Fall und die spezifische Wärmekapazität an derselben Position. Die typische M-Form der Strömung ist sehr deutlich zu erkennen. Es wird außerdem ersichtlich, dass die spezifische Wärmekapazität für die Trennung von schneller, heißer *gasartiger* und langsamer, kalter *flüssigartiger* Strömung verantwortlich ist.

Neben dem Druck im Kühlkanal sind die entscheidenden Faktoren dafür, ob es zum Auftreten von HTD kommt, der Wärmestrom \dot{q}_w , der Massenstrom \dot{m} , das Aspektverhältnis und die Rauheit im Kühlkanal. Die ersten vier Faktoren konnten experimentell untersucht werden und werden in Abschnitt 8.6 genauer analysiert.

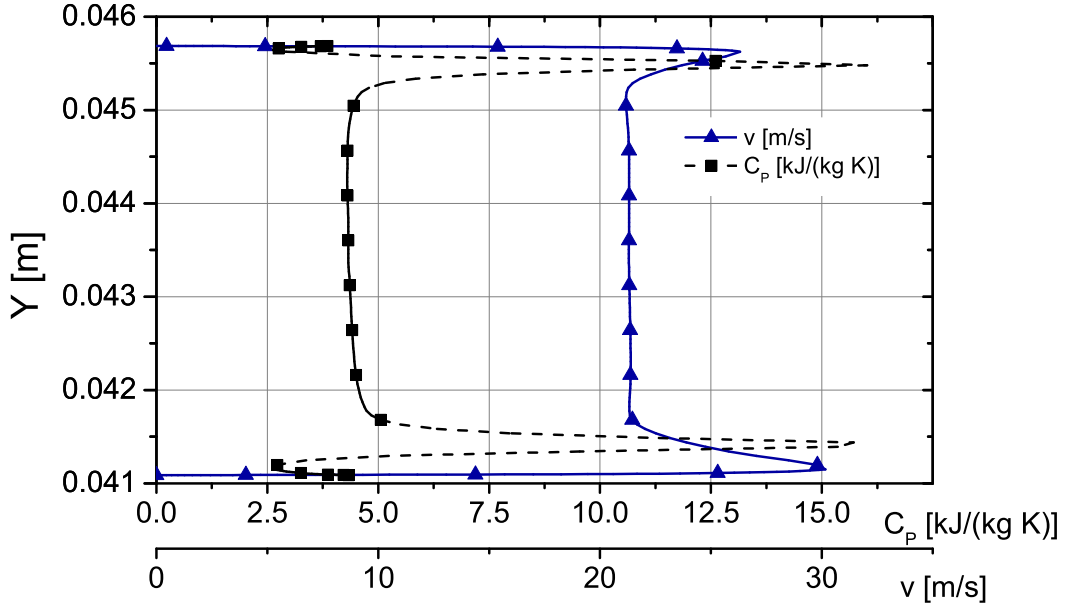


Abbildung 5.2: Spezifische Wärmekapazität und Geschwindigkeitsprofil beim Auftreten von HTD (Position $x=0.186\text{m}$ für einen Druck von 60bar).

Korrelationen im transkritischen Bereich Aufgrund der thermischen Randbedingungen spielt der nahekritische Bereich bei der Kühlung mit Wasserstoff nur eine untergeordnete Rolle. Basierend auf experimentellen Rohrströmungsexperimenten hat Hendricks folgende Korrelation aufgestellt [32]:

$$\frac{Nu_{exp}}{Nu_f} = \frac{1}{0.81 + 2.52\chi_{tt}} + 0.12 \quad (5.17)$$

mit

$$Nu_f = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (5.18)$$

dabei ist χ_{tt} der Martinelli-Parameter.

$$\chi_{tt} = \left(\frac{\dot{m}_l}{\dot{m}_g} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \quad (5.19)$$

Speziell für den transkritischen Bereich von Methanströmungen gibt es eine anhand von numerischen Simulationen hergeleitete Gleichung von Pizzarelli [85].

$$Nu = 0.026 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.16} \Lambda^{0.28} \quad (5.20)$$

wobei

$$\Lambda = \frac{\rho_w \lambda_w \bar{c}_p}{\rho_b \lambda_b c_{p,b}} \left(\frac{\mu_b T_b}{\mu_w T_w} \right)^2 \quad (5.21)$$

die sich verändernden Stoffgrößen berücksichtigt. Diese Gleichung gibt den Temperaturpeak im Fall von HTD wieder, die angegebenen Abweichungen der Heißgaswandtemperatur sind mit $\pm 250\text{K}$ jedoch sehr groß [85].

5.2.1.2 Einfluss der Rauheit

Der Druckverlust in turbulenten Rohrströmungen kann über die Rohrreibungszahl λ angegeben werden [72].

$$\frac{dP}{dx} = \lambda \cdot \frac{1}{2} \rho \frac{u^2}{D} \quad (5.22)$$

Hydraulisch glattes Rohr Im hydraulisch glatten Bereich ist die Reibung unabhängig von der Rauheit. Damit ist $\lambda = f(Re)$. Es gilt die empirische Gleichung 5.23.

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(Re \sqrt{\lambda}) - 0.8 \quad (5.23)$$

Übergangsbereich Zwischen den Bereichen *hydraulisch glatt* und *vollkommen rau*, die mit empirischen Modellen recht gut beschrieben werden können, existiert ein *Übergangsbereich*, in dem die empirischen Formeln beider Bereiche interpoliert werden können. Eine solche Herangehensweise ist Gleichung 5.24 [122].

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{k_s/D}{3.71} \right) \quad (5.24)$$

Gleichung 5.24 zeigt, dass mit steigender Reynoldszahl Re der relativen Rauheit (k_s/D) eine immer größere Bedeutung zukommt.

Vollkommen rau Im vollkommen rauen Bereich ist die Reibung nur noch von der relativen Rauheit und nicht mehr von der Reynoldszahl abhängig ($\lambda = f(k_s/D)$). Es gilt die Korrelation von Nikuradse [71]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log \left(\frac{k_s/D}{3.71} \right) \quad (5.25)$$

Die Rauigkeit in Rohren und Kühlkanälen hat einen großen Einfluss auf den Wärmeübergang und auf den Druckverlust. Aufbauend auf der Arbeit von Nikuradse [71], haben Dipprey und Sabersky [20] Strömungsexperimente mit destilliertem Wasser durchgeführt und folgende Korrelation für die Berücksichtigung von Rauigkeit aufgestellt:

$$Nu = \frac{Re Pr \xi_p / 8}{1 + \sqrt{\xi_p / 8} \left[5.19 \left(Re k_s / D \sqrt{\xi_p / 8} \right)^{0.2} Pr^{0.44} - 8.48 \right]} \quad (5.26)$$

mit

$$\sqrt{\left(\frac{\xi_p}{8} \right)} = \left(3.0 - 2.5 \ln \left(\frac{k_s}{D} \right) \right)^{-1} \quad (5.27)$$

5.2.1.3 Weitere Korrekturfaktoren

Korrelationsgleichungen, die aus Rohrströmungsexperimenten gewonnen werden, bei denen ein zylindrisches Rohr symmetrisch beheizt wird, können nicht ohne weiteres in die Praxis

eines rechteckigen asymmetrisch beheizten Kühlkanal für die Anwendung in einem Raketentriebwerk übernommen werden. Folgende Abweichungen bzw. Einflüsse müssen berücksichtigt werden.

Einfluss asymmetrischer Wärmelast Barrow und Morris stellten eine Reduzierung des Wärmeübergangskoeffizienten um etwa 20 % fest, wenn der Wärmeeintrag nur noch von einer Seite statt symmetrisch aufgebracht wurde [9]. Für diesen Fall fanden sie folgende Korrelation:

$$Nu = 0.0244 \cdot Re^{0.76} \quad (5.28)$$

Einlaufeffekte Taylor schlägt vor, im Bereich des Einlaufs die Gleichung 5.16 um einen Faktor zu erweitern, der die Strömungsumlenkung in diesem Bereich berücksichtigt [110]. Für eine Umlenkung von 90° ergibt sich damit:

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4} \cdot \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0.57 + \frac{1.59}{x/D}} \cdot \left(1 + 5 \cdot \frac{D}{x} \right) \quad (5.29)$$

Krümmung Für den Einfluss von Krümmung schlägt Taylor ebenfalls eine Erweiterung der Gleichung 5.16 vor [111].

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4} \cdot \left(\frac{T_w}{T_f} \right)^{-0.57 + \frac{1.59}{x/D}} \cdot \left(Re \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)^a \quad (5.30)$$

r ist dabei der halbe hydraulische Durchmesser $r = d_h/2$ und R der Krümmungsradius. Für eine konkave Krümmung, wie sie im Düsenhals vorkommt, ist der Parameter $a = 0.05$. Bei einer konvexen Krümmung ist $a = -0.05$.

5.2.2 Heißgasseitiger Wärmeübergang

Eine weitverbreitete Möglichkeit bei der Bestimmung des heißgasseitigen Wärmeübergangs besteht in der Anwendung empirischer Korrelationsgleichungen. Eine einfache und viel genutzte Form ist die Korrelationsgleichung nach Bartz [10]:

$$\alpha_{HG} = \frac{0.026}{\left[D_*^{0.2} \left(\frac{\mu^{0.2} c_p}{Pr^{0.5}} \right) \cdot \left(\frac{p_c}{c^*} \right)^{0.8} \cdot \left(\frac{D_*}{r_c} \right)^{0.1} \right] \left(\frac{A_*}{A} \right)^{0.9} \cdot \sigma} \quad (5.31)$$

wobei

$$\sigma = \frac{1}{\left[\frac{1}{2} \frac{T_w}{T_{ad}} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right]^{0.68} \left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right]^{0.12}} \quad (5.32)$$

Eine andere empirische Gleichung speziell für die Anwendung für flüssige Raketentriebwerke, die mit Sauerstoff und Wasserstoff betrieben werden, wurde von Fröhlich et al. formuliert [25]:

$$Nu = 0.0205 Re^{0.82} Pr^{0.82} \left(\frac{T_{ad}}{T_w} \right)^{0.35} Fg(x) \cdot Fr(ROF) \quad (5.33)$$

Die adiabate Wandtemperatur T_{ad} ist die Temperatur, die bei adiabaten Bedingungen an der Wand erreicht werden würde. Sie ist definiert als:

$$T_{ad} = T_{HG} \left(1 + r \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right) \quad (5.34)$$

mit

$$r = Pr^{1/3} \quad (5.35)$$

Mit den Parametern $Fg(x)$ und $Fr(ROF)$ werden Einflüsse des Injektors bzw. des Mischungsverhältnisses berücksichtigt. In früheren Arbeiten konnten gute Ergebnisse mit Werten von $Fg(x) = 0.9$ und $Fr(ROF) = 1$ erzielt werden [52, 124].

6 Experimenteller Aufbau

Obwohl numerische Methoden immer weiter verbessert werden und die damit erzielten Ergebnisse immer genauer werden, ist eine experimentelle Untersuchung immer noch die Basis auf die sich alle weiteren Methoden stützen und prüfen lassen müssen.

Aufgrund des enormen Aufwandes und der hohen finanziellen Aufwendung bei der Untersuchung von Raketenbrennkammern unter realistischen Bedingungen ist die experimentelle Datenbasis nicht mit der von unter Labormaßstäben entstandenen Experimenten vergleichbar. So ist es in der Regel nicht möglich, Tests beliebig oft zu wiederholen, um valide Ergebnisse zu erhalten. Daher ist eine sorgfältige Vorbereitung der Versuche und eine durchdachte Datenreduktion und Auswertung essenziell für das Gelingen dieser Art von Experimenten. Das folgende Kapitel gibt einen detaillierten Einblick in das Brennkammerexperiment. Es wird die Forschungsbrennkammer mit allen wichtigen Komponenten vorgestellt und alle im Vorhinein der eigentlichen Versuchskampagne durchgeführten Vorqualifizierungen erläutert. Eingangs wird der europäische Forschungs- und Entwicklungsprüfstand P8 vorgestellt, mit dem die Experimente durchgeführt wurden und der den Rahmen der Versuche bildet.

6.1 Der Forschungs- und Entwicklungsprüfstand P8

Der europäische Forschungs- und Entwicklungsprüfstand „P8“ wurde 1992 von den Organisationen SEP (heute ArianeGroup SAS), Dasa (heute ArianeGroup GmbH), CNES und DLR geplant und gebaut. Betrieben wird der Prüfstand vom DLR. Die mehr als 100 Testtage pro Jahr verteilen sich auf die Partner.



Abbildung 6.1: Der Prüfstand P8.

Abbildung 6.1 zeigt den Prüfstand P8 während eines Heißlaufs. Auf der linken Seite sind Tanks für flüssigen Sauerstoff und Stickstoff zu sehen. Auf der rechten Seite befinden sich die Tanks für den flüssigen Wasserstoff und das flüssige Methan (bzw. LNG).

Vom zentralen Innenteil des Gebäudes verlaufen die Leitungen seitlich zu den beiden Testzellen. Aus Sicherheitsgründen ist der gesamte Prüfstand strikt in eine Sauerstoffseite und eine Brennstoffseite getrennt. Erst in der Testzelle laufen die Leitungen für Brennstoff und Oxidator zusammen.

Für die experimentellen Untersuchungen sind die Betriebsparameter des Prüfstandes die begrenzenden Faktoren. Vor allem die zur Verfügung stehenden Massen und Massenströme sind die limitierenden Faktoren für die Testzeit der einzelnen Versuche. Insbesondere wenn, wie in diesem Fall, der flüssige Wasserstoff bzw. LNG sowohl zur Kühlung als auch als Treibstoff genutzt wird.

6.2 Die Brennkammer „D“

Die Brennkammer „D“ (BKD) ist eine Forschungsbrennkammer, die für den Betrieb mit kryogenen Kühlmedien ausgelegt wurde. Sie hat einen Durchmesser von 80 mm. Die Brennkammer ist modular aufgebaut, sodass unterschiedliche Brennkammersegmente und Konfigurationen getestet werden können. Daher wird die Brennkammer „D“ für die Untersuchung einer Vielzahl von Themen verwendet, beispielsweise für die Untersuchung neuer Einspritztechnologien [19] oder selbstangeregter Verbrennungsinstabilitäten [28]. Hauptaufgabe der Brennkammer ist jedoch die Untersuchung des Wärmeübergangs unter repräsentativen Bedingungen [99]. Abbildung 6.2 zeigt eine Konfiguration aus Einspritzkopf, Standard-Segment, HARCC-Segment und Düse. Auf diese Konfiguration wird in Abschnitt 6.3 detaillierter eingegangen.

Analog zum Vulcain Triebwerk wurde das Galvanikverfahren genutzt, um die Kühlkanäle im Liner zu verschließen. Dadurch ist die BKD besonders geeignet für Versuche unter realen Bedingungen.

Die Brennkammer besteht aus den Hauptkomponenten Einspritzkopf, Messring, Standard-Segment, HARCC-Segment und Düse.

6.2.1 Der Einspritzkopf

Der Einspritzkopf hat die Aufgabe, den Treibstoff und den Oxidator aufzubereiten und für eine homogene Mischung in der Brennkammer zu sorgen, damit eine gleichmäßige Verbrennung stattfinden kann. Der Einspritzkopf besteht aus Sauerstoff-Sammler und Brennstoff-Sammler, die beide die Aufgabe haben eine gleichmäßige Verteilung des Brennstoffs und des Oxidators auf die Injektoren zu gewährleisten. Die Injektoren bestehen wiederum aus einem zentralen Röhrchen, durch das der Sauerstoff fließt und einem umgebenen Ringspalt durch den der Brennstoff geleitet wird. Abbildung 6.3 zeigt das Prinzip eines solchen Koaxialinjektors. Es ist sowohl eine Version mit, als auch eine Version ohne Recess vorhanden und verwendet worden. Der Einspritzkopf der Brennkammer „D“ besitzt 42 Injektoren, die sich auf drei konzentrische Kreise verteilen. Durch diese hohe Anzahl von Injektoren und der hohen Dichte von Injektoren an der Brennkammerwand soll es zu einem gleichmäßigen Wärmeeintrag in die Brennkammerwand kommen.

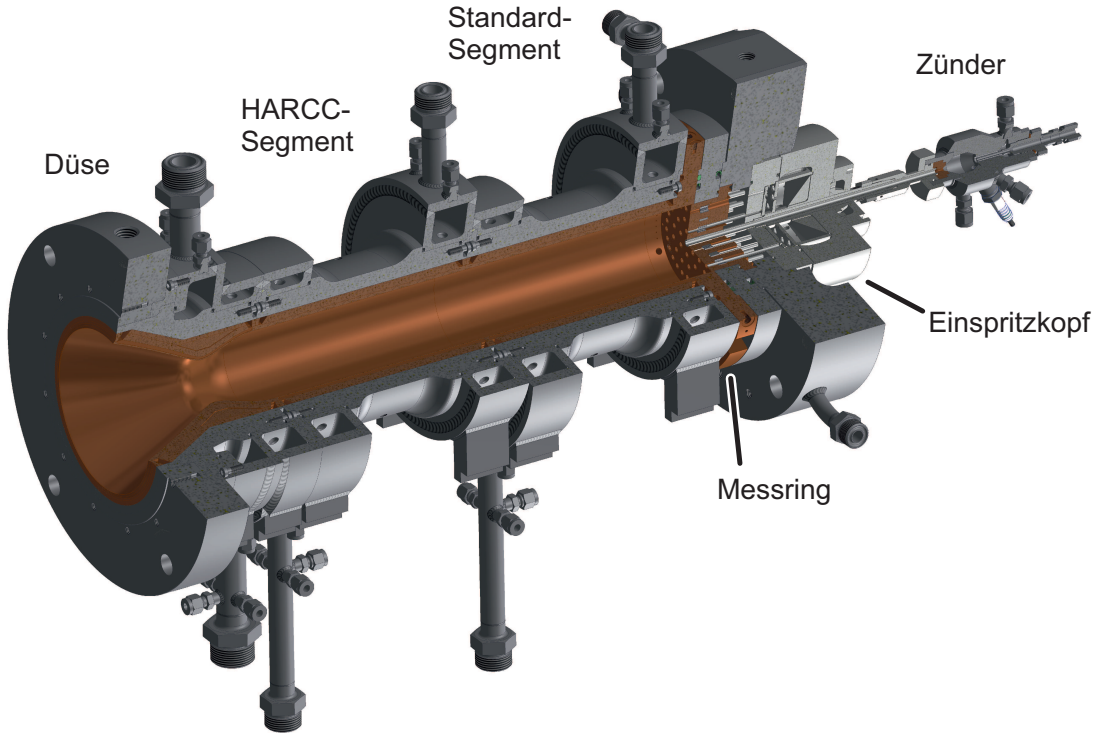


Abbildung 6.2: Brennkammer „D“ mit Einspritzkopf, Messring, Standardsegment, HARCC-Segment und Düse.

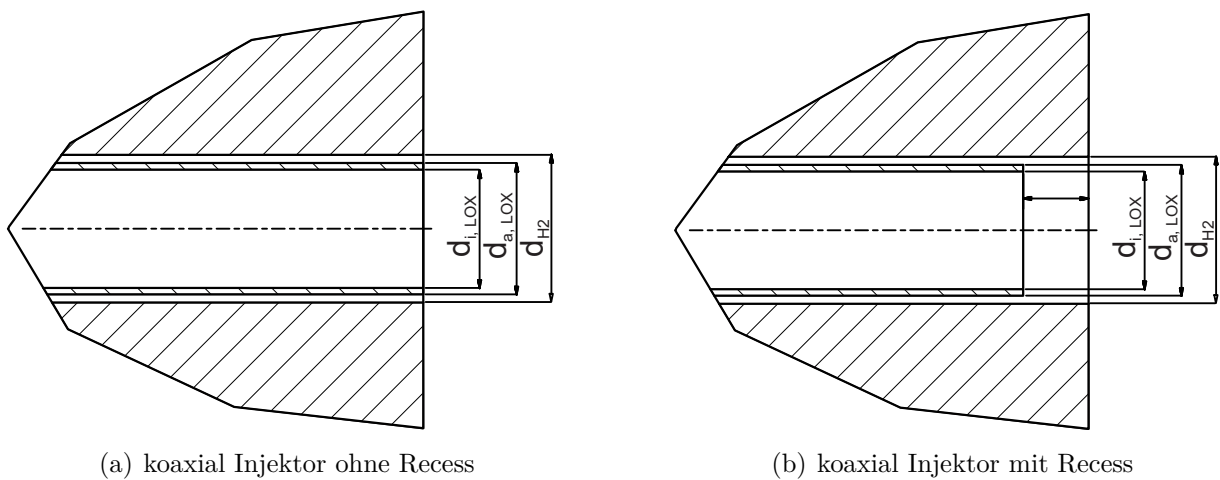


Abbildung 6.3: Prinzip eines koaxial Injektors.

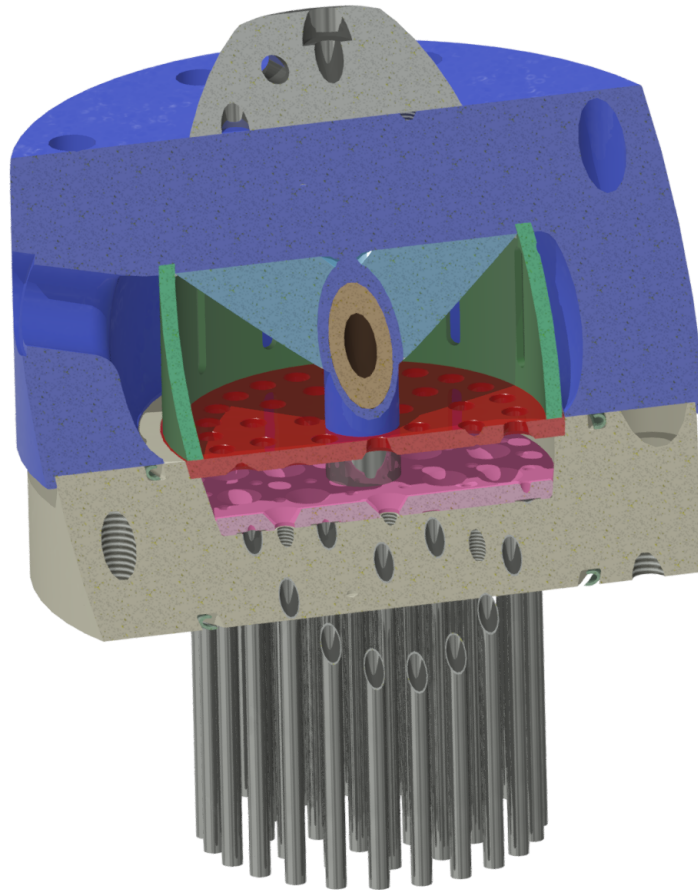


Abbildung 6.4: Schnittdarstellung durch die drei Stufen des Sauerstoff Verteilers. Zentral in der Mitte verläuft das Zünderrohr.

Neugestaltung des Sauerstoff Verteilers Besonderes Augenmerk wurde auf die Gestaltung des Sauerstoff-Verteilers gelegt, der den flüssigen Sauerstoff gleichmäßig auf die einzelnen Injektoren verteilen soll. Eine gleichmäßige Verteilung soll vor allem für eine homogene Wärmestromdichte an der Heißgasseite sorgen. Eine ungleichmäßige Verteilung kann aber auch zu unerwünschten hochfrequenten Verbrennungsinstabilitäten führen [15].

Der Sauerstoff-Verteiler des Einspritzkopfes wurde im Rahmen dieser Arbeit neu ausgelegt. Die gleichmäßige Verteilung des flüssigen Sauerstoffes wurde mit CFD simuliert und mit Wasser als Ersatzfluid experimentell bestätigt.

Der neu ausgelegte Dom verteilt den flüssigen Sauerstoff über drei Stufen auf die Injektorrohre. Abbildung 6.4 zeigt eine Schnittdarstellung des Konzepts, in der die drei Stufen erkennbar werden.

Die erste Stufe Die erste Stufe ist exzentrisch gestaltet und dient dazu das an der linken Seite einströmende Fluid über den Umfang zu verteilen. In gleichmäßigen Abständen sind 10 Schlitze (*grün*) vorgesehen, durch die das Fluid in die zweite Stufe gelangen kann.

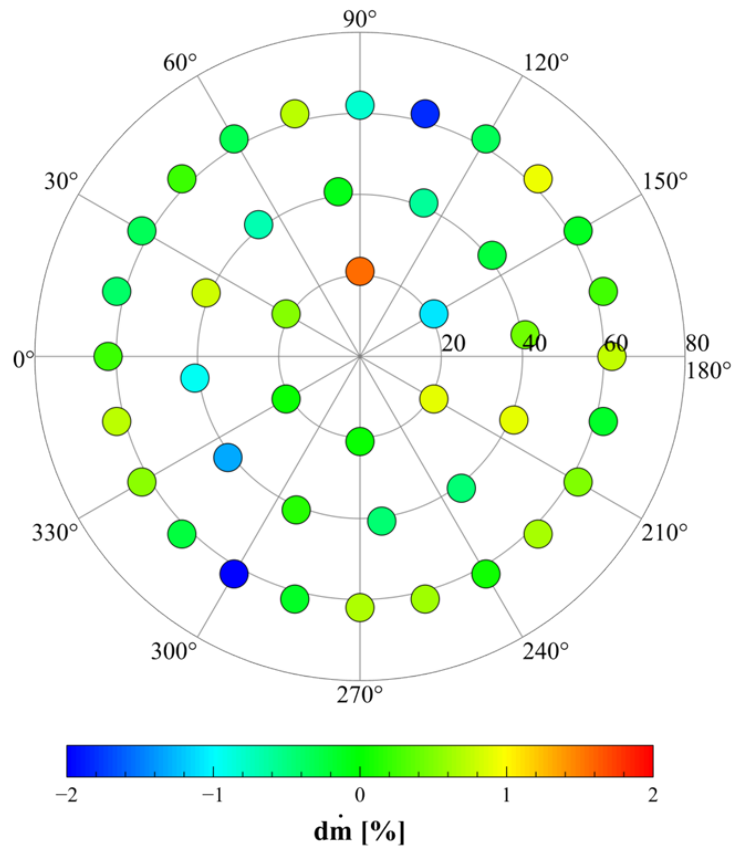


Abbildung 6.5: Abweichung des mittleren Massenstroms der einzelnen Injektoren ($\dot{m} = 8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ Sauerstoff Simulation).

Die zweite Stufe In der zweiten Stufe wird der Sauerstoff radial verteilt. Das Fluid strömt von außen nach innen durch diese Stufe und gelangt durch Bohrungen in der Verteilerplatte (*rot*) in die nächste Stufe. Um den Massenstrom auszugleichen, der durch die Bohrungen der Stufe verloren geht, verjüngt sich das Volumen der Stufe nach innen hin zunehmend. Dadurch soll eine gleichmäßige radiale Geschwindigkeit und damit auch ein gleichmäßiger Druck gewährleistet werden.

Die dritte Stufe Die Öffnungen der Verteilerplatte sind so angeordnet, dass sie genau zwischen die Löcher der Drosselplatte (*pink*) zeigen. Der Sauerstoff wird also noch einmal abgebremst und verteilt sich in einem kleineren Zwischenraum. Durch kleine Löcher in der Drosselplatte, die für einen großen Druckverlust und damit zu einer möglichst homogenen Verteilung sorgen sollen, gelangt das Fluid in die Injektoren.

6.2.1.1 Nachweis der Gleichmäßigkeit

CFD Simulationen, die mit inkompressiblem Sauerstoff durchgeführt worden sind und die den Designprozess maßgeblich beeinflusst haben, zeigen eine Abweichung von maximal $\pm 2\%$ des mittleren Massenstroms der einzelnen Injektoren. Abbildung 6.5 zeigt beispielhaft die Abweichungen bei einer Simulation mit einem Massenstrom von $\dot{m} = 8 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ Sauerstoff.

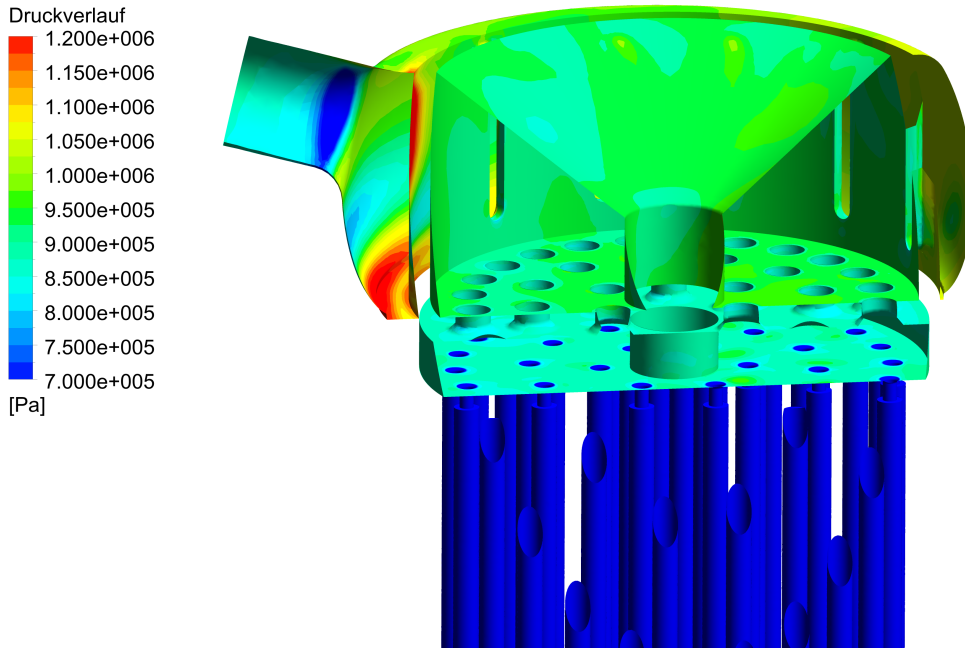


Abbildung 6.6: Druckverteilung im LOX Einspritzkopf. ($\dot{m} = 6 \frac{kg}{s}$ Wasser).

	Dichte $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$
Sauerstoff (120 K, 60 bar)	998.47
Wasser (293 K, 1 bar)	998.24

Tabelle 6.1: Vergleich der Dichte von Wasser und Sauerstoff [54].

Abbildung 6.6 zeigt die Druckverteilung im neugestalteten Dom. Simuliert wurde in diesem Fall Wasser mit einem Massenstrom von $\dot{m} = 6 \frac{kg}{s}$. Es ist deutlich die homogene Druckverteilung zu erkennen. Insbesondere auf der Verteiler- und der Drosselplatte ist der Druck annähernd gleichförmig.

Um die numerischen Simulationen zu verifizieren und um den Einfluss eventueller Ungenauigkeiten, die bei der Fertigung entstanden sein können, auszuschließen, wurde die Verteilung des Massenstroms auch experimentell bestimmt.

Für die dafür nötigen Abspritzversuche wird Wasser als Ersatzfluid verwendet. Tabelle 6.1 zeigt die Dichte der beiden Medien bei den jeweiligen Einsatzbedingungen. Aufgrund der nahezu identischen Dichte kann davon ausgegangen werden, dass die Versuche mit Wasser den realen Verhältnissen entsprechen. Das Verfahren den flüssigen Sauerstoff durch Wasser zu ersetzen und die Qualität von LOX Einspritzköpfen auf diese Weise zu testen, entspricht gängiger Praxis und wurde u.a. bei der Entwicklung des japanischen LE-X Triebwerks angewandt [41].

Der Massenstrom jedes einzelnen Injektors wird über Schläuche in Kanister geleitet. Abbildung 6.7 zeigt ein Bild des verwendeten Prüfstandes. Die Kanister haben jeweils ein Volumen von 10l. Durch Wiegen kann nun auf einfache Weise der Massenstrom jedes einzelnen Injektors bestimmt werden und damit auch die jeweilige Abweichung vom Mittelwert. Ein vorgeschaltetes Manometer zeigt den Druckverlust des Sauerstoff-Verteilers an und über eine

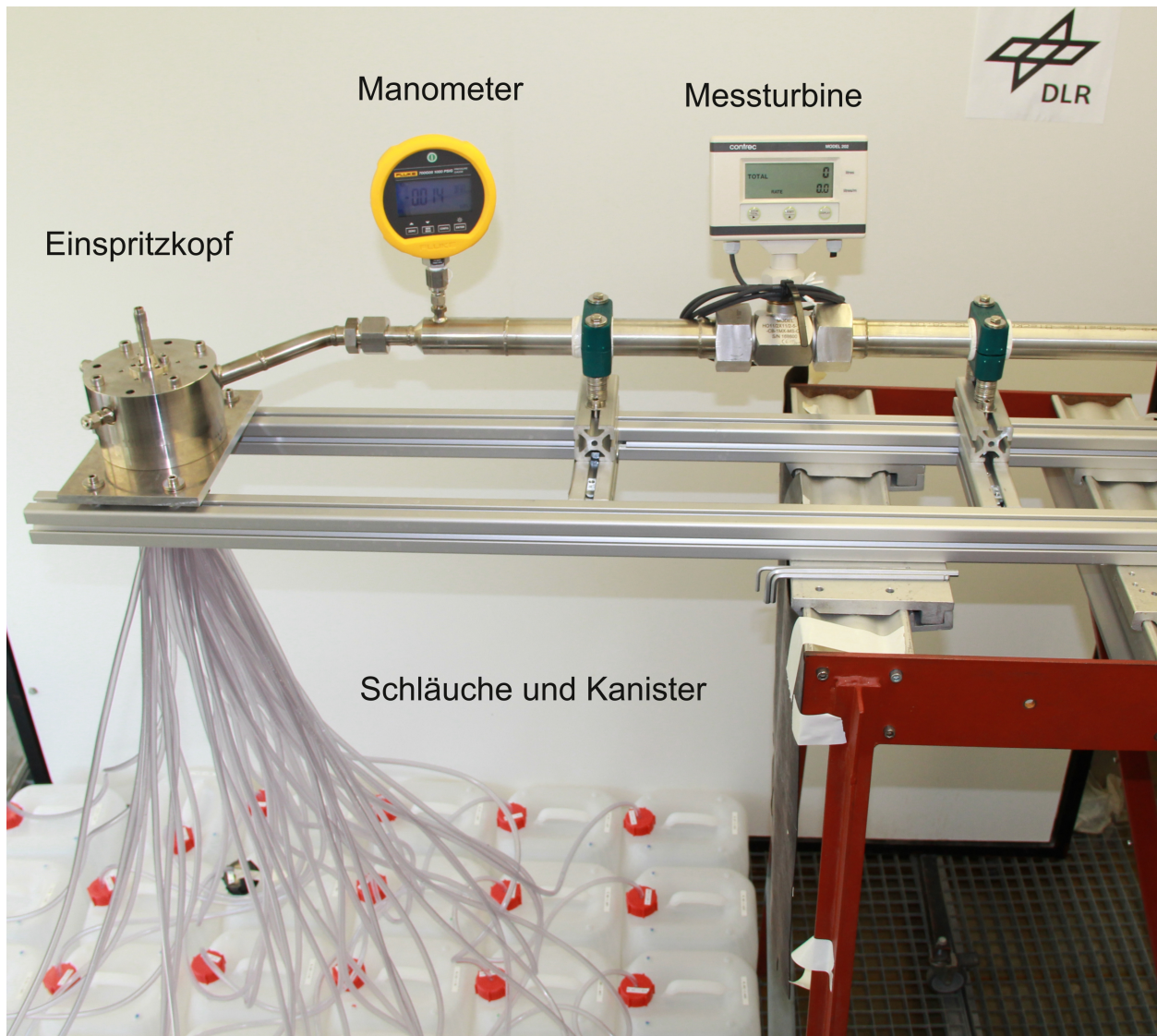


Abbildung 6.7: Aufbau des Wasserprüfstandes zur Bestimmung der Verteilung des Sauerstoffs auf die einzelnen Injektoren.

Messturbine kann die Einströmbedingung überprüft werden.

Die verwendete Waage hat eine Genauigkeit von $\pm 10\text{ g}$, das Manometer eine Genauigkeit von 0.04% vom Messbereich und die Messturbine von $\pm 0.15\%$.

Abbildung 6.8 zeigt ein Foto des aus den Injektorröhrchen austretenden Wassers. Es sind keine fertigungsbedingten Abweichungen zu erkennen. Die Strahlen werden nicht zur Seite gedrängt und gehen gerade nach unten.

Der Einfluss der Schläuche und Kanister auf die Strömung ist vernachlässigbar. Die Schläuche haben einen deutlich größeren Durchmesser als die Injektorröhrchen und sind ohne Knicke oder enge Kurven verlegt. Den Nachweis erbringt der gemessene Druckverlust mit und ohne Schläuche bzw. Kanister.

Die Abweichung dabei beträgt $|dP_{\text{ohneSchläuche}} - dP_{\text{mitSchläuche}}| \leq 0.02\text{ bar}$. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Aufbau mit Schläuchen und Kanistern keinen signifikanten Einfluss auf die Strömung hat und die Messergebnisse dadurch nicht verfälscht werden.

Es wurden Tests mit Volumenströmen von $\dot{V} = 1 \frac{\text{l}}{\text{s}}$ bis $\dot{V} = 6 \frac{\text{l}}{\text{s}}$ in Schritten von $0.5 \frac{\text{l}}{\text{s}}$



Abbildung 6.8: Spray des aus den Injektorröhrchen austretenden Wassers ($\dot{V} = 5 \frac{l}{s}$, $dP = 15 \text{ bar}$).

durchgeführt. Die Tests decken damit den gesamten Einsatzbereich des LOX Domes ab. Jeder Test wurde mindestens einmal wiederholt. Die Reproduzierbarkeit lag dabei bei allen Volumenströmen im Rahmen der Messungenauigkeit von $\pm 0.1\%$.

Die gemessene Verteilung des Massenstroms ist unabhängig vom Volumenstrom sehr gleichmäßig und übersteigt eine Abweichung von $\pm 2\%$ nicht.

6.2.2 Die Zylindersegmente

Die zylindrischen Segmente der BKD sind etwa 200 mm lang und haben einen Durchmesser von 80 mm . Der Kern der Segmente besteht aus der Kupferlegierung *Elbrodur* (CuCrZr). In diesen Liner sind in Längsrichtung Kühlkanäle eingebracht, die mittels Kupfergalvanik wieder verschlossen wurden. Eine darauf aufbauende Schicht aus galvanischem Nickel soll die mechanischen Lasten tragen, die bei den Versuchen auftreten. Die Kühlkanäle dieser Standardsegmente haben einen Abstand zur Heißgaswand von 1.1 mm , eine Höhe von 2.8 mm und eine Breite von 1.2 mm .

6.2.3 Die Düse

Die Düse schließt die Brennkammer zum Ende hin ab. Die Düse ist genau wie die Brennkammersegmente aus CuCrZr mit eingefrästen Kühlkanälen gefertigt. Der Halsdurchmesser

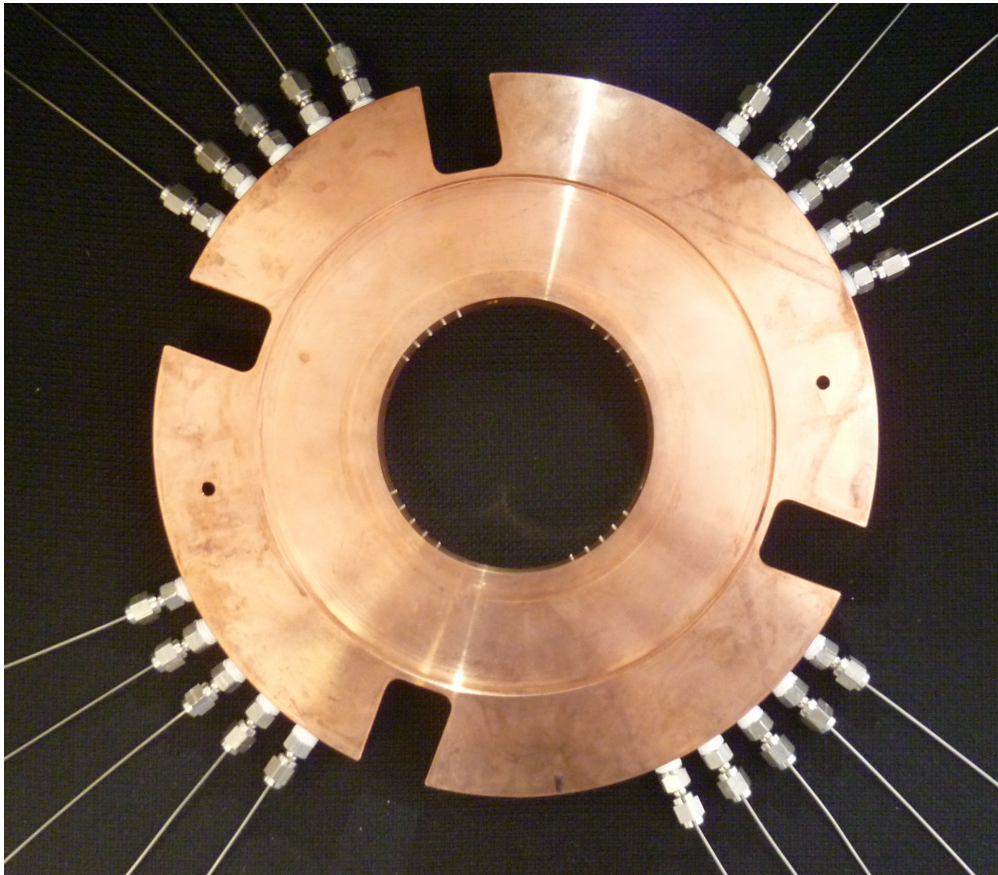


Abbildung 6.9: Foto des Messrings mit Thermoelementen und Aussparungen für die dynamischen Drucksensoren.

beträgt 50 mm und das Kontraktionsverhältnis $\epsilon_k = 2.56$.

6.2.4 Der Messring

Im injektornahen Bereich ist die Wärmebelastung auf die Brennkammerstruktur so gering, dass ein schmales ungekühltes bzw. ein durch die angrenzenden Bauteile passiv gekühltes Brennkammersegment eingesetzt werden kann.

In diesem Messring sind die dynamischen Drucksensoren verbaut, die mögliche Brennkammerinstabilitäten detektieren können. Die ungekühlten Drucksensoren vom Typ *Kistler 601A* sind nicht wandbündig verbaut sondern mit einem Versatz von 15 mm eingesetzt.

Darüber hinaus sind 20 Thermoelemente in den Messring integriert, die in vier Paketen zu je 5 Thermoelementen in einem Winkel von 90° zueinander stehen. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung der Messinstrumente innerhalb des Messringes. Diese Thermoelemente reichen bis in die Heißgasströmung hinein und sollen die gleichmäßige Heißgasrandbedingung für alle vier Quadranten des HARCC-Segments verifizieren.

6.3 Das HARCC-Segment

Um die Effekte der thermischen Schichtung genau untersuchen zu können, wurde das HARCC-Experiment entwickelt [124].

	Q1	Q2	Q3	Q4
Höhe [mm]	2.0	2.8	9.0	4.6
Breite [mm]	1.2	0.8	0.3	0.5
AR [-]	1.7	3.5	30	9.2
Anzahl Kanäle pro 90°	25	29	38	34
hydraulischer Durchmesser [mm]	1.5	1.24	0.58	0.9

Tabelle 6.2: Geometrieparameter der Kühlkanäle im HARCC-Segment [124].

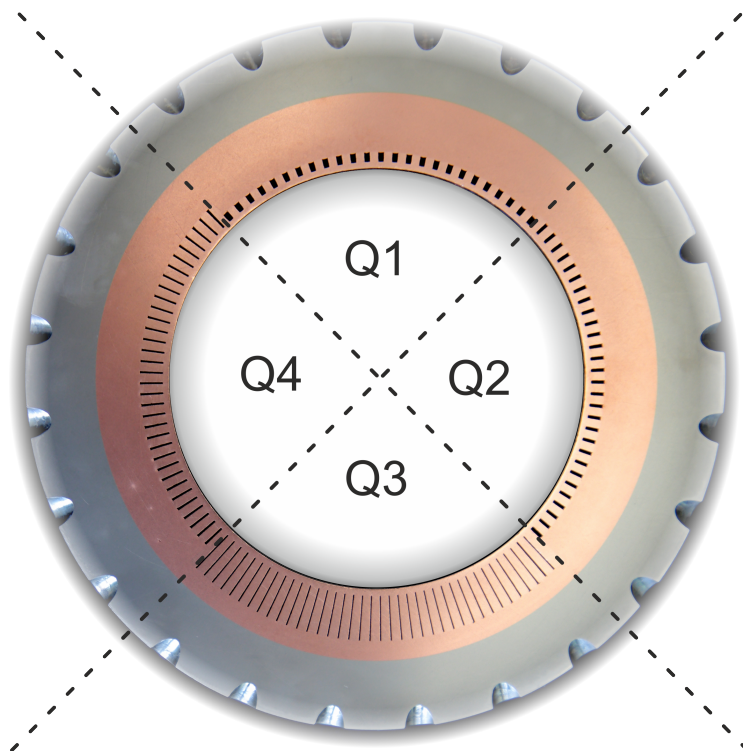


Abbildung 6.10: Foto eines Schnitts durch das HARCC-Segment.

Dabei handelt es sich um ein Segment der Forschungsbrennkammer „D“, in das rechteckige Kühlkanäle mit unterschiedlichen Aspectverhältnissen, von 1.7 bis 30 eingebracht wurden. Dadurch kann der Einfluss des Aspectverhältnisses während eines Versuchs und damit identischen Brennkammerbedingungen untersucht werden. Die Kanäle wurden mittels Drahterodierverfahren in den Liner eingebracht und anschließend poliert. Verschluss wurden die Kanäle entsprechend zu den weiteren Brennkammersegmenten mit galvanischem Kupfer und Nickel. Tabelle 6.2 zeigt die genauen Maße der Kanäle und Abbildung 6.10 gibt einen Überblick über die Lage der Kanäle im Brennkammersegment. Die Abmessungen der Kühlkanäle wurden so ausgelegt, dass die hydrodynamischen Verluste bei allen Kanälen ähnlich sind [99]. Mit dem Segment ist es möglich, unter den gleichen heißgasseitigen Bedingungen, unterschiedliche Kühlkanalgeometrien direkt miteinander zu vergleichen.

Die Massenströme für die Sektoren werden über Blenden so eingestellt, dass die Massenströme für jeden Quadrant gleich sind.

Auf diese Weise können realistische Bedingungen erzielt werden, die im Labormaßstab so

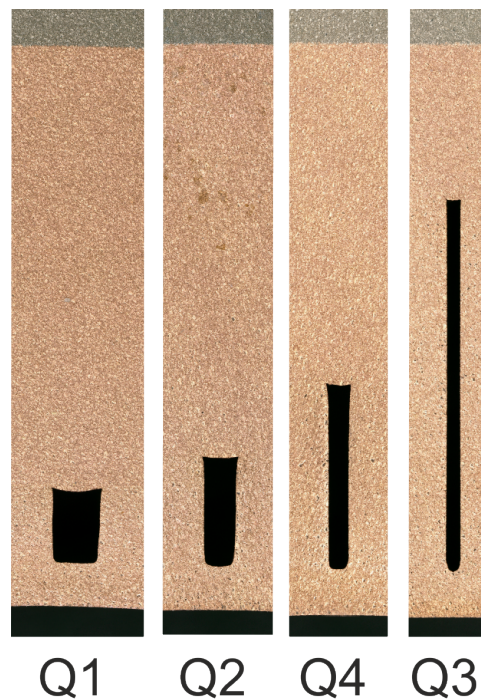


Abbildung 6.11: Detailaufnahme der vier Quadranten unter dem Mikroskop bei 200-facher Vergrößerung.

nicht zu erreichen sind. Dazu gehören insbesondere hohe einseitige Wärmestromdichten, Massenströme, kryogene Kühlfluide und hohe Drücke.

Optische Untersuchung der realen Geometrie

Das Brennkammersegment wurde nach erfolgreichem Abschluss der Experimente aufgeschnitten und unter dem Mikroskop untersucht.

Aufgrund von fertigungstechnischen Abweichungen, gibt es Unterschiede zwischen der realen Geometrie der Kühlkanäle und der ideal angenommenen. In Abbildung 6.10 ist ein Foto eines Schnitts durch das Brennkammersegment zu sehen. An der Außenseite sind die Bohrungen zu sehen, die von den vier Sammlern zu den Kühlkanälen führen. Abbildung 6.11 zeigt die einzelnen Kühlkanäle im Detail bei 200-facher Vergrößerung. Aufgrund des Durchmessers des beim Drahterodieren verwendeten Drahtes, sind die Ecken der Kanäle nicht scharf sondern weisen einen Radius von $r = 0.15\text{ mm}$ auf. Besonders betroffen sind dabei die Kanäle in Quadrant Q3, die eine Breite von $b = 0.3\text{ mm}$ haben und daher an der Unterseite keinerlei Rechteckform mehr aufweisen. An der Oberseite der Kanäle ist offenbar galvanisches Kupfer in die Kanäle hineingewachsen.

Oberflächengüte der Kühlkanäle

Die Kühlkanäle wurden vor dem Aufbringen der Galvanikschicht poliert [124].

Das gleiche Verfahren wurde auch auf die Schnitte angewandt, die nach Abschluss der Experimente genommen wurden. Die Rauheit dieser drahterodierten und polierten Scheibe wurde nach DIN EN ISO 4288 [34] zu einer Mittenrauheit von $R_a = 0.196\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt.

Bei der Umrechnung von technischer Rauheit in Sandkornrauheit wird Gleichung 6.1 verwendet [2].

$$k_s = 5.86 \cdot R_a \quad (6.1)$$

Daraus ergibt sich eine äquivalente Sandkornrauheit von $k_s = 1.1 \mu m$.

6.3.1 Brennkammerkonfigurationen

Bei der Untersuchung des Wärmeübergangs, ist ein gleichmäßiger Wärmeeintrag in die Brennkammerwand ein wichtiges Kriterium. Insbesondere, da die vier Quadranten des HARCC-Segments symmetrisch angeordnet sind und dieselbe Wärmelast erfahren sollen.

Aus diesem Grund ist das HARCC-Segment in einem Abstand von $2.5 \cdot D_{BK}$ hinter dem Standardsegment angeordnet wodurch injektornahe Ungleichmäßigkeiten etwa durch Verbrennungsvorgänge und Anlaufvorgänge vermieden werden und von einer homogenen Heißgasströmung ausgegangen werden kann. Vorangegangene Untersuchungen haben gezeigt, dass ein Großteil der Verbrennung auf den ersten 150 mm stromab der Einspritzebene stattfindet [19, 102, 107]. Daher kann für Berechnungen, die das HARCC-Segment betreffen, von einer homogenen Heißgasströmung ausgegangen werden.

Je nach Kühlfluid wurden unterschiedliche Brennkammerkonfigurationen verwendet.

Wasserstoff Die Versorgung mit flüssigem Wasserstoff erfolgt vom Prüfstand aus und wird auf sechs Leitungen aufgeteilt (eine für das Standardsegment, eine für die Düse und vier für die Quadranten des HARCC-Segments). Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung bei dieser Konfiguration. In die Brennkammer wird lediglich der aufgeheizte Wasserstoff aus dem Standardsegment gespritzt. Die restlichen Kühlmassenströme werden abgeführt und mit der Umgebungsluft verbrannt. Mit dieser Konfiguration ist es möglich, den Kühlmassenstrom vom HARCC-Segment unabhängig von den Brennkammerbedingungen zu regeln. Die dem HARCC-Segment angrenzenden Standard- und Düsensegmente werden ebenfalls mit Wasserstoff gekühlt. Dadurch wird verhindert, dass es zu einem axialen Wärmestrom in das HARCC-Segment kommt, der die Messung des integralen Wärmestroms verfälschen könnte. Zwischen den Segmenten kann von einem adiabaten Wärmeübergang ausgegangen werden.

Methan Beim Betrieb der Brennkammer mit LNG ist die Verteilung angepasst und stellt sich etwas anders dar. Abbildung 6.13 zeigt die Konfiguration für diesen Fall. Da LNG bei einer deutlich höheren Temperatur vorliegt als Wasserstoff ($T_{ein,LNG} \approx 135 K$ gegenüber $T_{ein,H_2} \approx 50 K$), kann die Düse in diesem Fall mit Wasser gekühlt werden. An der Schnittstelle zwischen HARCC-Segment und Düse kommen aufgeheiztes Methan bei einer mittleren Temperatur von $T_{HARCC,out} \approx 240 K$ und Wasser bei Umgebungstemperatur zusammen. Bei der Schnittstelle zwischen Standardsegment und HARCC-Segment wird an beiden Seiten kaltes LNG zugeführt. Auf diese Weise werden Auswirkungen durch mögliche axiale Wärmeströme minimiert. Ein weiterer Unterschied in dieser Konfiguration liegt in der Verteilung des Treibstoffs aus dem Standardsegment in den Einspritzkopf. Für die sichere Kühlung des Standardsegments ist mehr Massenstrom notwendig als für den Betrieb der Brennkammer, daher muss ein Teil des Kühlmassenstroms in die Umgebung abgeführt werden.

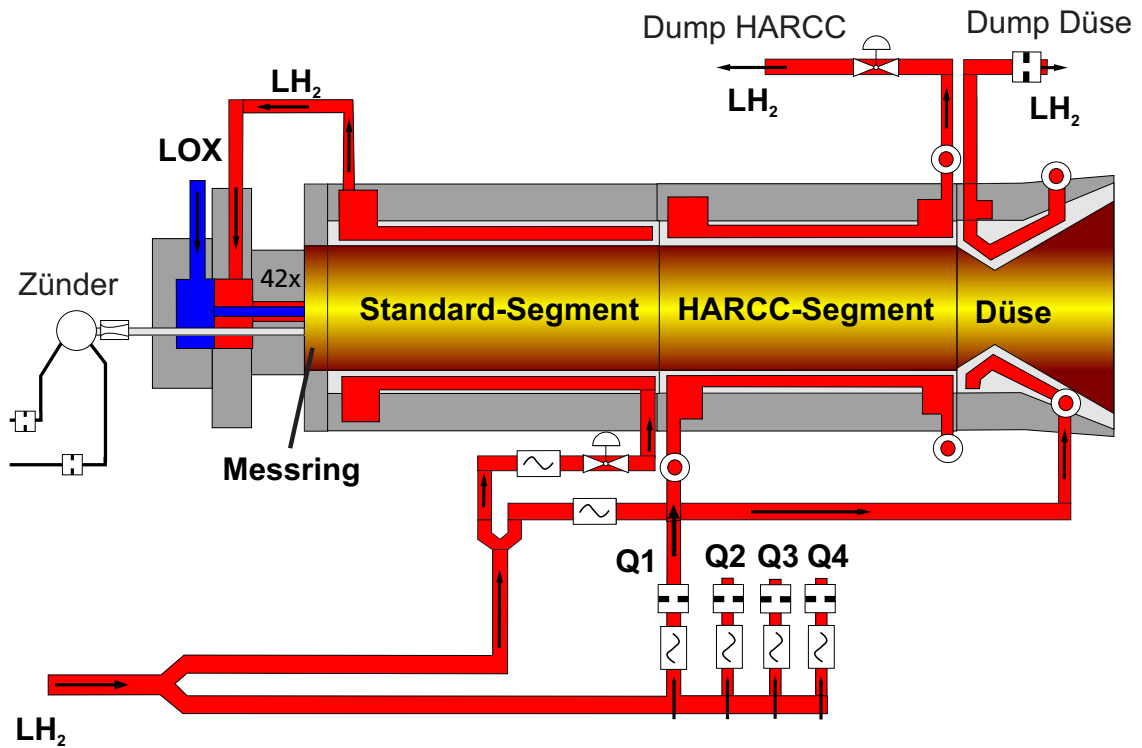


Abbildung 6.12: Brennkammer „D“ mit HARCC-Segment. Konfiguration für Wasserstoff.

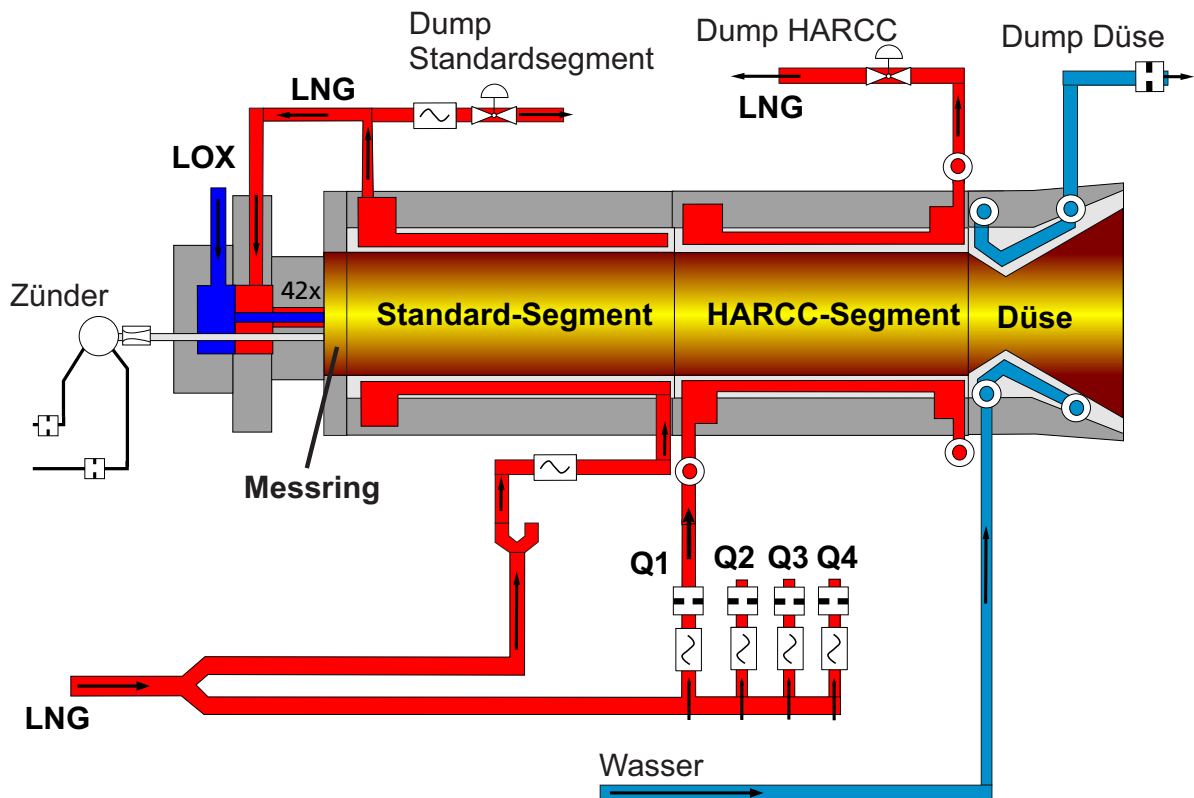


Abbildung 6.13: Brennkammer „D“ mit HARCC-Segment. Konfiguration für Methan.

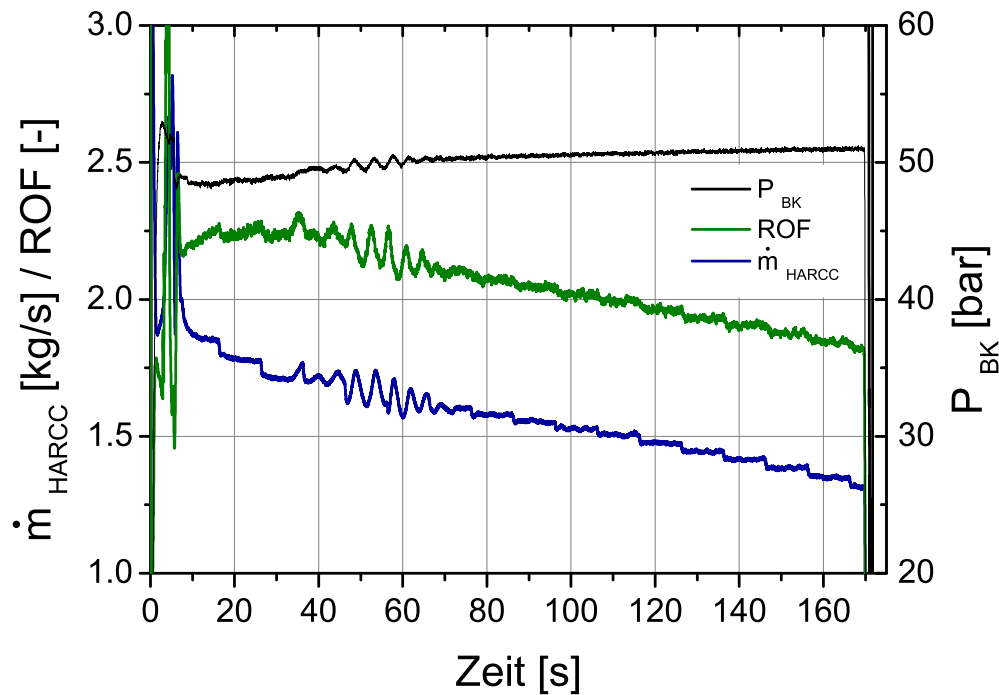


Abbildung 6.14: Verlauf von Brennkammerdruck, Mischungsverhältnis und Kühlmassenstrom im HARCC-Segment während eines typischen Testlaufs.

6.3.2 Testlogik

Das folgende Vorgehen wird bei den einzelnen Versuchen jedes mal wiederholt. Nachdem die Brennkammer nach der Zündung stabilisiert wurde, werden der Brennkammerdruck und das Mischungsverhältnis konstant gehalten. Der Kühlmassenstrom, der durch das HARCC-Segment geleitet wird, wird anschließend schrittweise reduziert ohne die Heißgasbedingungen (Brennkammerdruck und Mischungsverhältnis) zu ändern. Jeder Lastpunkt wird 10 Sekunden gehalten um stationäre thermische Bedingungen sicherzustellen. Abbildung 6.14 zeigt den Verlauf des Brennkammerdrucks, des Mischungsverhältnisses und des Kühlmassenstroms im HARCC-Segment während eines typischen Heißlaufs. Die Schwankungen zwischen etwa 40 s und 70 s Testzeit sind auf Regelungsprobleme des Prüfstandes zurückzuführen. In diesem Bereich werden keine Daten ausgewertet.

7 Messverfahren

Nachdem im letzten Kapitel der experimentelle Aufbau erläutert wurde, befasst sich das folgende Kapitel mit der im Versuch verwendeten Messtechnik. Die daraus abgeleiteten Messmethoden werden erklärt und genauer analysiert. Auf die Fehlerquellen und die Messgenauigkeiten wird gesondert eingegangen und die Vor- und Nachteile der Methoden sowie ihre Grenzen genau beleuchtet. Eine genaue Analyse der Messfehler der einzelnen Methoden bildet den Abschluss des Kapitels.

7.1 Messtechnik

Um die Auswirkungen der thermischen Schichtung genau erfassen zu können, ist das HARCC-Segment umfassend mit Messtechnik bestückt. Den Kern der Messung bilden 80 Thermoelemente, die gleichmäßig auf die 4 Quadranten verteilt sind. Mit ihnen wird das Temperaturfeld in der Brennkammerwandstruktur erfasst. An 4 Stellen in axialer Richtung befinden sich pro Quadrant jeweils 5 Thermoelemente in verschiedenen Höhen im Mantel des Segments. Die genauen Positionen sind in Abbildung 7.1 und 7.2 relativ zu den Kühlkanälen skizziert und in Tabelle 7.1 aufgelistet. Der Abstand zur Stirnseite bezieht sich dabei auf das mittlere Thermoelement. Die Thermoelemente werden mit einer Feder in die entsprechenden Bohrungen gedrückt. Dadurch ist gewährleistet, dass die Spitze des Thermoelements ständigen Kontakt mit der definierten Messposition hat, während der Rest des Thermoelements thermisch gegen die Umgebung isoliert ist. Diese Herangehensweise hat sich bewährt und führt zu stabilen Messergebnissen an genau bekannten Punkten [105]. Diese Temperaturmessungen werden für die inverse Methode, wie sie in Kapitel 7.3 beschrieben wird, verwendet.

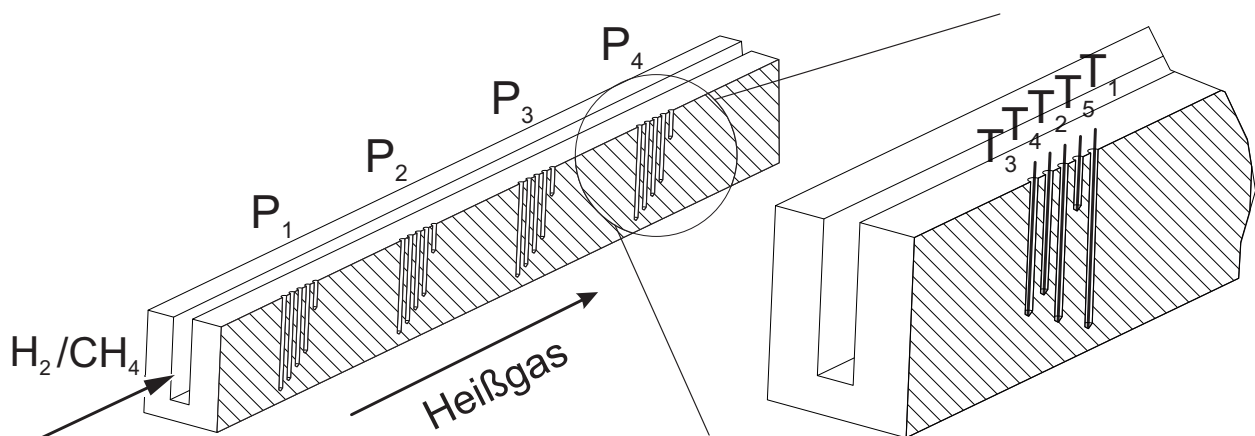


Abbildung 7.1: Positionen der Thermoelemente zur Messung der Strukturtemperaturen. Die Detailansicht zeigt die tatsächliche Reihenfolge der Thermoelemente.

axiale Position	P1	P2	P3	P4	
Abstand zur Stirnseite des Segments [mm]	52	85	119	152	
radiale Position	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5
Abstand zur Heißgaswand [mm]	0.7	1.1	1.5	1.9	7.5
axiale Position	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5
Abstand zum mittleren Thermoelement [mm]	4	0	-4	-2	2

Tabelle 7.1: Positionen der Thermoelemente zur Messungen der Strukturtemperaturen.

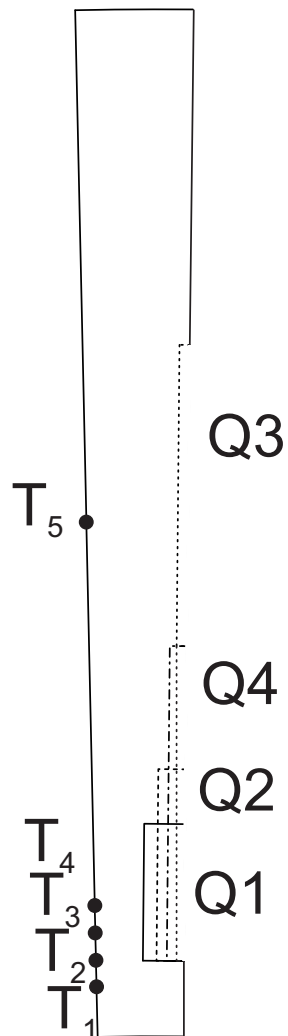


Abbildung 7.2: Lage der Thermoelemente und der Kühlkanäle in proportionalem Abstand.

Position	Typ	Anzahl
Einlasssammler	Temperatur	4 (1 pro Quadrant)
Einlasssammler	Druck	4 (1 pro Quadrant)
Auslasssammler	Temperatur	4 (1 pro Quadrant)
Auslasssammler	Druck	4 (1 pro Quadrant)
Brennkammerstruktur	Temperatur	80 (20 pro Quadrant)
Kühlkanal	Druck	4 (1 pro Quadrant)
Kühlkanal	Differenzdruck	4 (1 pro Quadrant)
Leitungen	Volumenstrom	4 (1 pro Quadrant)
Leitungen	Druck	4 (1 pro Quadrant)
Leitungen	Temperatur	4 (1 pro Quadrant)
Brennkammer	Druck	4
Brennkammer	dynamischer Druck	4
Brennkammer	Temperatur	20

Tabelle 7.2: Messsensoren und Position für das HARCC-Segment.

Zusätzlich befinden sich Thermoelemente in den Ein- und Auslasssammlern der Quadranten, um die Fluidtemperatur zu bestimmen. Aus diesen Werten wird zusammen mit dem gemessenen Massenstrom, der Wärmestrom mittels kalorimetrischer Methode (siehe Abschnitt 7.2) ermittelt. In den Sammlern befinden sich Drucksensoren für den Absolutdruck. Der Druckverlust in den Kanälen wird direkt mit Differenzdrucksensoren über eine Länge von 100mm bestimmt. In den Zuleitungsrohren für das Segment befinden sich Messturbinen, die den Volumenstrom messen. Aus diesem Wert und den zugehörigen Temperatur- und Druckmessungen unmittelbar hinter den Turbinen kann der jeweilige Massenstrom bestimmt werden. Alle für das HARCC-Segment relevanten Sensoren und deren Positionierung sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Zusätzlich zu den beiden wesentlichen Messsegmenten ,HARCC und Messring, ist auch der Rest der Brennkammer umfangreich mit Messtechnik bestückt. Diese dient im Wesentlichen der Steuerung und Kontrolle des Brennkammerexperiments. Die Bestimmung des Brennstoff- und Oxidatormassenstroms erfolgt mittels Messturbinen sowie Druck und Temperaturmessungen unmittelbar vor und hinter der Turbine. Darüber hinaus werden Druck und Temperatur unmittelbar vor der Einspritzung im Dom gemessen. Zur Bestimmung des integralen Wärmestroms für Standardsegment und Düse mittels kalorimetrischer Methode, werden Druck und Temperatur in den jeweiligen Einlass- und Auslasssammlern gemessen. Die erfolgreiche Zündung wird ebenfalls mit Druck und Temperaturmessungen direkt im Zünder überprüft. Dynamische Drucksensoren befinden sich im Messring, im LOX Dom sowie im H_2 bzw. LNG Sammler.

Für die im Weiteren vorgestellte Auswertung und Analyse spielen diese Daten allerdings nur noch eine untergeordnete Rolle und werden daher nicht im Detail analysiert.

Für die Messung der Strukturtemperaturen werden Thermoelemente vom Typ K und der Klasse 3 verwendet. Diese Thermoelemente haben einen Einsatzbereich von $-200\text{ }^\circ\text{C}$ – $+40\text{ }^\circ\text{C}$ [DIN EN 60 584] und sind daher besonders zur Messung von Temperaturen im kryogenen Bereich geeignet. Für die Aufzeichnung der Thermospannungen der Thermoelemente

ist ein System aus 5 Messkarten vorhanden. Diese Karten haben eine Abtastrate von 100.000 Scans/Sekunde. Es sind 64 analoge Kanäle vorhanden mit denen differentiell erfasst wird, sodass effektiv 32 Kanäle pro Messkarte zur Verfügung stehen. Die verwendete Abtastrate liegt bei $f = 100 \text{ Hz}$.

Die für die Messung der Strukturtemperatur verwendeten Thermoelemente stammen alle aus einer Charge eines Herstellers. Aufgrund der Massenproduktion kann davon ausgegangen werden, dass die Abweichungen der Thermoelemente untereinander sehr viel kleiner sind als der absolute Fehler eines einzelnen Thermoelementes.

Darüber hinaus werden die 20 Thermoelemente jedes Quadranten jeweils mit derselben Messkarte erfasst. Dadurch ist die Abweichung der Temperaturdaten unter den Thermoelementen eines Quadranten noch weiter verringert.

Kaltstellenkompensation Thermoelemente generieren eine Spannung, die von der Temperaturdifferenz zwischen Messstelle und Vergleichsstelle abhängt. Um eine Aussage über die absolute Temperatur an der Messstelle zu erhalten, muss die Temperatur der Vergleichsstelle bekannt sein. Zu diesem Zweck befindet sich an den Vergleichsstellen der einzelnen Messkarten ein Pt100 Widerstandsthermometer, das die entsprechende Temperatur erfasst. Die Temperatur wird unmittelbar vor der Messung gemessen und in eine Spannung umgewandelt, die zu der Messspannung der Thermoelemente addiert wird. Damit handelt es sich bei den erfassten Temperaturen stets um absolute Temperaturen. Der Fehler, der durch eine Aufheizung bzw. Änderung der Temperatur an der Vergleichsstelle entsteht, wird dadurch minimiert, dass die Vergleichsstelle thermisch sehr gut isoliert ist.

Ein Vergleich der Temperaturen an den Vergleichsstellen vor und nach den Versuchen, ergeben eine Differenz von $|T_{vor} - T_{nach}| < 0.1 \text{ K}$.

7.1.1 Kalibration von Thermoelementen

Aufgrund der sehr viel geringeren Thermospannung bei niedrigen Temperaturen, steigt die Abweichung der Thermoelemente in diesem Bereich stark an. Für eine genaue Kalibration in diesem Bereich, der insbesondere für Versuche mit flüssigem Wasserstoff relevant ist, sind genau bekannte Temperaturpunkte im tiefkalten Bereich notwendig.

Eine weit verbreitete Methode ist die Kalibration anhand der Siedetemperatur verschiedener Flüssigkeiten, z.B. Stickstoff und Wasser, die als definierte Referenztemperaturen dienen können. Diese Methode ist, unter anderem aufgrund der Druckabhängigkeit der Siedetemperaturen, ungenau und vor allem bei sehr tiefen Temperaturen ($T < 80 \text{ K}$) nicht praktikabel. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung eines hochgenauen Kryostaten. Bei einer konstanten Kühlung, z.B. mit flüssigem Helium ($T_s = 4.23 \text{ K}$ [54]) wird eine elektrische Heizung so geregelt, dass feste Temperaturpunkte im Isothermal-Raum des Kryostaten angefahren werden können. Spezielle, für diesen Temperaturbereich ausgelegte Temperatursensoren dienen als Referenz. Auf diese Weise können Temperaturpunkte im Bereich zwischen $T_s = 4.23 \text{ K} < T < 120 \text{ K}$ mit einer Genauigkeit von $dT < 0.01 \text{ K}$ erreicht werden.

Die eigentliche Kalibration erfolgt nach dem von Suslov et al. [103] vorgeschlagenen Verfahren. Dabei wird die, mit dem Standardpolynom für Thermoelemente vom Typ K bestimmte Temperatur anhand von zwei Referenzwerten verbessert. Durch diese Kombination aus Standardfunktion und Referenzmessungen wird eine hohe Genauigkeit erreicht, ohne eine komplette Kennlinie bestimmen zu müssen.

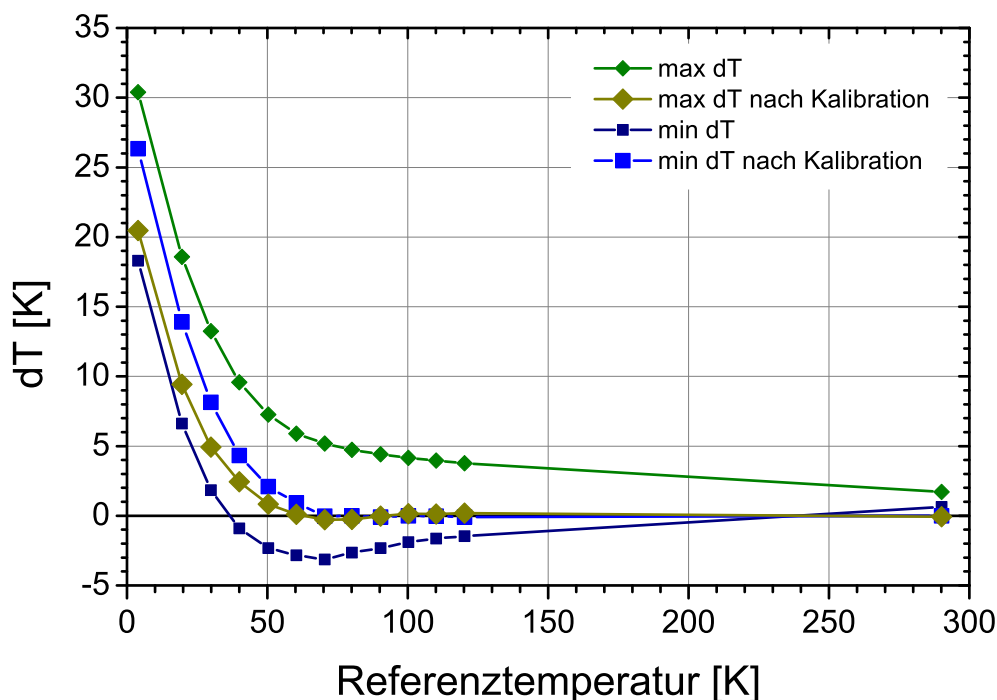


Abbildung 7.3: Differenz zwischen gemessener und Referenztemperatur für die Thermoelemente, die den maximalen und minimalen Wert angezeigt haben. Vor und nach der Kalibrierung [103].

Die Ergebnistemperatur ergibt sich aus Gleichung 7.1

$$T = \left(k_0 + k_1 \cdot T_{mess} + k_2 \cdot T_{mess}^2 + k_3 \cdot T_{mess}^3 \dots k + k_n \cdot T_{mess}^n \right)^{1/m} \quad (7.1)$$

mit T_{mess} die über das Standardpolynom ermittelten Temperaturen. Mit $n = 2$, $m = 2$ und $k_1 = 0$ ergibt sich Gleichung 7.2.

$$T = \sqrt{k_0 + k_2 \cdot T_{mess}^2} \quad (7.2)$$

mit den Parametern k_0 und k_2 gemäß Gleichungen 7.3 und 7.4

$$k_2 = \frac{T_{ref,1}^2 - T_{ref,2}^2}{T_{mess,1}^2 - T_{mess,2}^2} \quad (7.3)$$

mit T_{ref} als bekannte Referenztemperatur.

$$k_0 = T_{ref,1}^2 - k_2 \cdot T_{mess,1}^2 \quad (7.4)$$

Abbildung 7.3 zeigt die Differenz zwischen gemessener und Referenztemperatur für die beiden Thermoelemente, die den maximalen und den minimalen Wert angezeigt haben vor und nach der Kalibrierung. Der Temperaturverlauf ist typisch für Temperaturmessungen im kryogenen Bereich. Insbesondere die großen Abweichungen im sehr niedrigen Bereich von $T < 50 \text{ K}$. Nach der Kalibrierung mit den beiden Fixpunkten $T_{ref,1} = 70 \text{ K}$ und $T_{ref,2} = 290 \text{ K}$ ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung von $\pm 0.6 \text{ K}$ für den gesamten Bereich $T \geq 60 \text{ K}$.

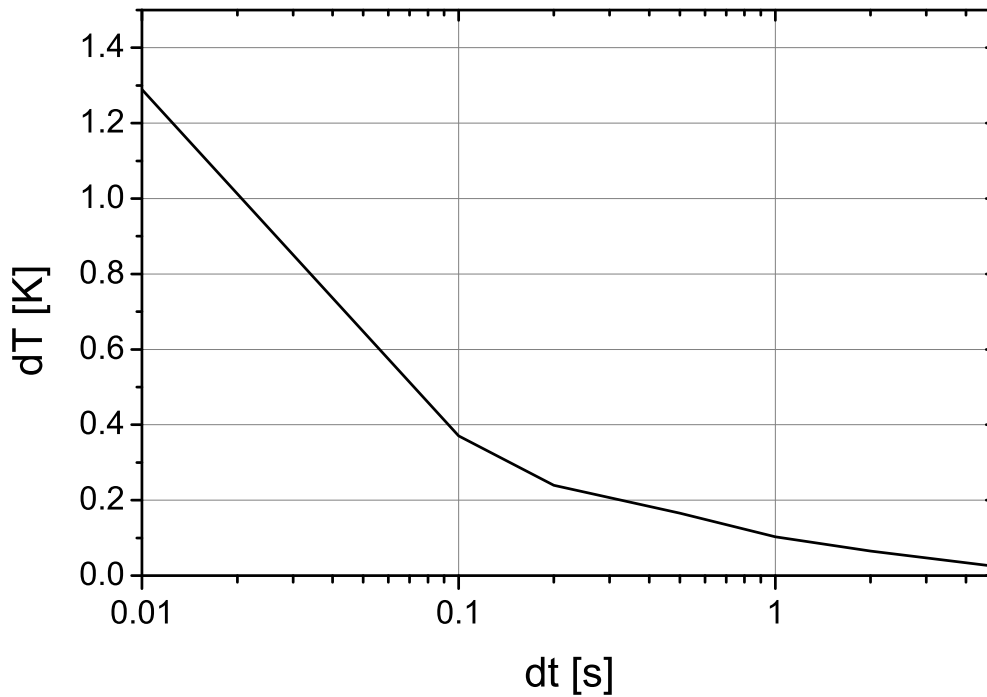


Abbildung 7.4: Differenz zwischen maximalem und minimalem gemessenem Temperaturwert in Abhängigkeit der Mittelungszeit.

7.1.2 Statistische Bearbeitung der gemessenen Temperaturdaten

Die gemessenen Temperaturdaten unterliegen naturgemäß Schwankungen. Insbesondere im kryogenen Tieftemperaturbereich, in dem die Thermospannung der Thermoelemente sehr klein wird, sind die Ausschläge bei den gemessenen Temperaturen vergleichsweise groß. Diese Schwankungen sind von rein stochastischem Charakter, daher wird ein Mittelungsverfahren angewendet. Abbildung 7.4 zeigt die Differenz zwischen maximalem und minimalem Wert einer Messung unmittelbar vor einem Testlauf, bei dem für 30 Sekunden Umgebungstemperatur ($T \approx 295 \text{ K}$) gemessen wurde, in Abhängigkeit der Mittelungszeit. Bei einer Mittelungszeit von $dt = 0.1 \text{ s}$ ist diese Differenz bereits kleiner als 0.4 K . Bei den Heißgasversuchen werden die thermischen Randbedingungen für mindestens 1 Sekunde konstant gehalten und die Temperaturwerte über diese Zeit gemittelt. Dieses Vorgehen hat sich bereits bei früheren Untersuchungen bewährt und wurde beispielsweise von Suslov et al. [106] angewendet.

7.2 Die kalorimetrische Methode

Die kalorimetrische Methode nutzt die Enthalpieerhöhung des Kühlfluids im Kühlkanal um den integralen Wärmestrom zu bestimmen. Ausgehend von den Messungen des Massenstroms sowie Temperatur und Druck in den Ein- und Auslasssammlern kann der globale Wärmestrom mit Gleichungen 7.5 und 7.6 bestimmt werden.

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot (h_{aus}(T_{aus}, P_{aus}) - h_{ein}(T_{ein}, P_{ein})) \quad (7.5)$$

$$\dot{q} = \frac{\dot{m}}{A_{BK}} \cdot (h_{aus}(T_{aus}, P_{aus}) - h_{ein}(T_{ein}, P_{ein})) \quad (7.6)$$

Dieses Verfahren kann als Standardverfahren bei experimentellen Untersuchungen von Raketebrennkammern angesehen werden [5, 19, 124].

Insbesondere bei wassergekühlten Forschungsbrennkammern, bei denen sich die Enthalpieerhöhung ausschließlich in einer Temperaturerhöhung niederschlägt, ist der Wärmestrom sehr gut experimentell zu ermitteln. Im vorliegenden Fall wird mit den realen, überkritischen, Treibstoffen gekühlt, wodurch es zu einer signifikanten Druck- und Temperaturänderung kommt.

Die Vorteile der Methode liegen vor allem in dem geringen Messfehler (siehe auch Abschnitt 7.4.1) und dem vergleichsweise unkomplizierten experimentellen Aufbau. Nachteil der Methode ist allerdings, dass nur der mittlere Wärmestrom bestimmt und keine Aussage über den axialen Verlauf gegeben werden kann. Die einzige Möglichkeit mit der kalorimetrischen Methode den axialen Wärmestromverlauf zu bestimmen liegt darin, mehrere Brennkammersegmente hintereinander zu setzen bzw. mehrere Kühlkreisläufe und Messungen in einem Segment unterzubringen. Ein solcher Aufbau ist dann allerdings wiederum sehr komplex [88, 89].

7.3 Die inverse Methode

Als Mittel der Datenreduzierung bietet die inverse Methode vielfältige Möglichkeiten auf indirektem Weg physikalische Größen zu bestimmen, die anderweitig nicht, oder nur unter sehr großem Aufwand, gemessen werden können.

Die inverse Methode wurde bereits sowohl in gekühlten Brennkammern und damit stationären Temperaturdaten angewandt als auch in kapazitiv gekühlten Brennkammern. Im letzteren Fall wird die zeitlich abhängige Temperaturantwort der einzelnen Messstellen genutzt, um auf die Wärmestromdichte zurück zu rechnen [43, 76, 104].

Die Methode wird als inverse bezeichnet, da aus der Wirkung (Temperaturdaten) auf die Ursachen (Wärmestromdichte, Wärmeübergangskoeffizienten) geschlossen wird.

In der vorliegenden Variante wird die inverse Methode verwendet, um mithilfe der stationären Temperaturverteilung an diskreten Punkten innerhalb der Struktur auf die Wärmestromdichte an der Heißgasseite, die Wärmeübergangskoeffizienten an der Kühlkanalseite und Heißgaswandtemperatur zu schließen. Werte, die nicht ohne Weiteres direkt experimentell gemessen werden können.

Im Folgenden wird ein Überblick über die verschiedenen Ansätze der inversen Methode vom einfachen 1D-Ansatz, der ohne weiteres FEM-Modell auskommt bis zum 3D-Ansatz, bei dem der gesamte Kühlkanal betrachtet wird, gegeben. Für die Auswertung der experimentellen Daten wird der 3D-Ansatz verwendet, weil er trotz seiner Komplexität sehr robust ist und als einziger Ansatz auch die axialen Wärmeströme in der Struktur berücksichtigen kann.

7.3.1 Die Vorgehensweise

Die inverse Methode rechnet aus einer bekannten Temperaturverteilung (dargestellt durch eine endliche Anzahl diskreter Temperaturmessstellen) auf die entsprechenden thermischen Randbedingungen (Wärmestromdichte, Wärmeübergangskoeffizient) zurück. Das Vorgehen richtet sich nach der in Abbildung 7.5 dargestellten Logik. Grundlage der inversen Methode sind die gemessenen Strukturtemperaturen bei stationären Bedingungen T_i^{exp} , wobei

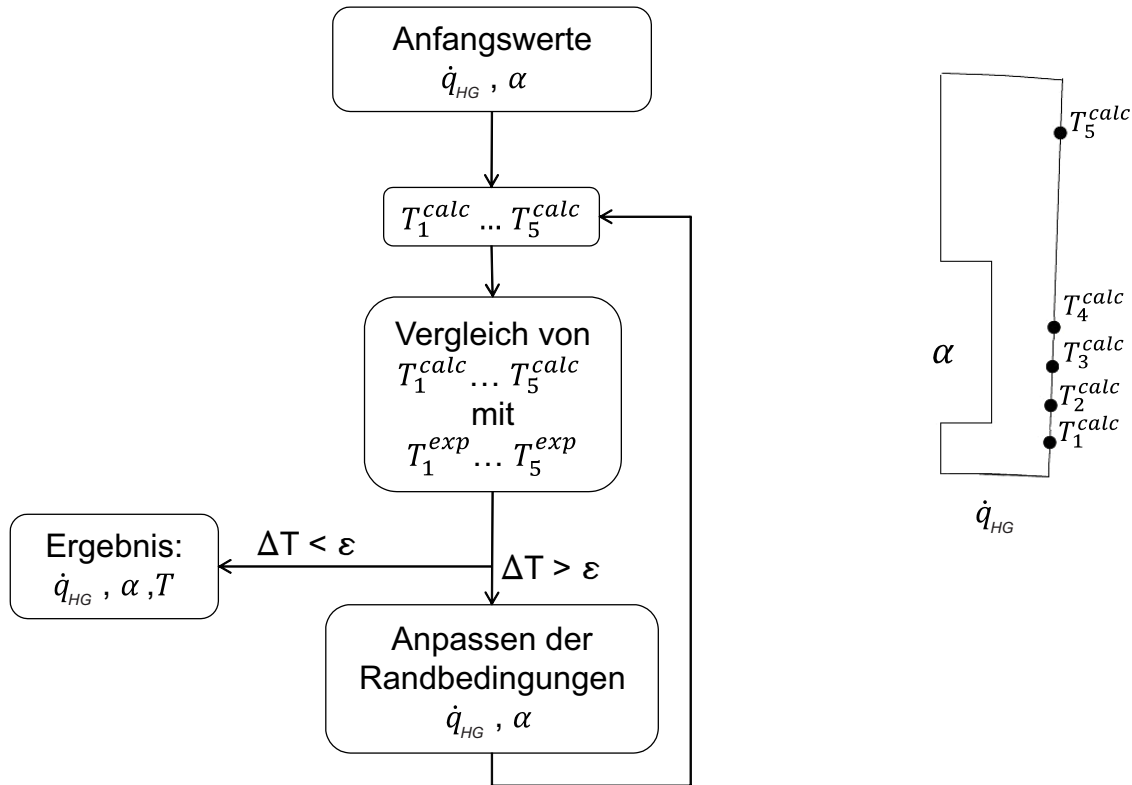


Abbildung 7.5: Logik für die inverse Methode (2D).

$i = 1 \dots N$ die Position in der Struktur definiert. Im nächsten Schritt wird das Temperaturfeld mithilfe der stationären Wärmeleitungsgleichung 7.7 unter der Annahme spezifischer thermischer Randbedingungen berechnet und die Temperaturdaten T_i^{calc} bestimmt.

$$\nabla(\lambda \nabla T) = 0 \quad (7.7)$$

Mit einer Optimierungsrechnung können nun die Randbedingungen entsprechend angepasst werden, um die Zielfunktion J in Gleichung 7.8 zu minimieren und so die berechneten und die gemessenen Werte anzugleichen:

$$J = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i^{calc} - T_i^{exp})^2 \quad (7.8)$$

Die Güte der inversen Methode hängt vor allem von der sorgfältigen Modellierung des Rechengebiets und der entsprechenden thermischen Randbedingungen ab. Entscheidend dabei ist auch die Anzahl an Messstellen, die die Anzahl an freien Parametern limitiert.

Die Methode funktioniert sowohl in 2D als auch in 3D. Datengrundlage sind in allen Fällen die Temperaturdaten der Thermoelemente, auf die in Abschnitt 7.1 genauer eingegangen wurde.

Als Optimierungsmethode wird in beiden Fällen der MOGA (Multi-Objective Genetic Algorithm) verwendet [23]. Dabei handelt es sich um einen *Gradienten-freien* Optimierungsalgorithmus. Es wird nicht von einem Ausgangspunkt zum nächsten lokalen Minimum gerechnet, sondern der Algorithmus sucht das globale Minimum in einem vorgegebenen Bereich. Dafür bildet der Algorithmus Ausgangspunkte über den gesamten möglichen Bereich innerhalb der

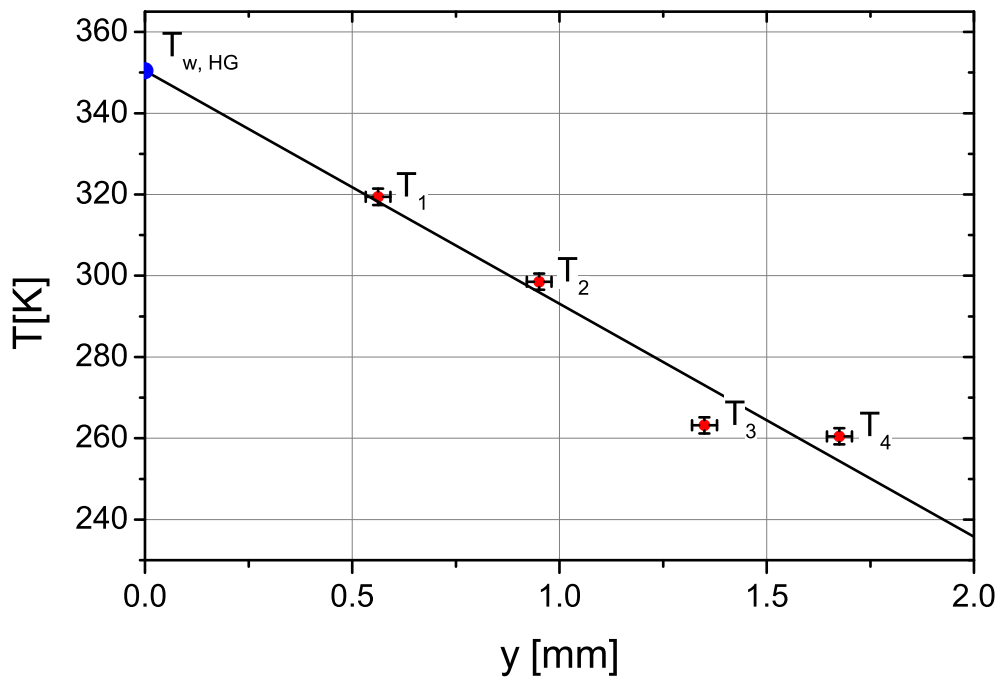


Abbildung 7.6: Gemessene Temperaturdaten mit Ausgleichsgeraden für 1D Gradientenmethode.

Parametergrenzen. Ausgehend von diesen Punkten werden weitere Verfeinerungspunkte generiert, die in Bereichen mit hohen Gradienten liegen. Auf diese Weise wird schrittweise der gesamte Bereich innerhalb der Grenzen der Variablen abgebildet und das globale Minimum gefunden.

Linearer 1D-Ansatz

Bei der eindimensionalen inversen Methode, oder Gradientenmethode, wird nahe der Heißgaswand von einer linearen Temperaturverteilung im Material ausgegangen. Die gemessenen Temperaturen werden mit einer linearen Ausgleichsgeraden angenähert. Abbildung 7.6 zeigt beispielhaft experimentell ermittelte Daten mit der entsprechenden Ausgleichsgeraden. Das wandfernste Thermoelement T_5 liegt außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Annahme einer linearen Temperaturverteilung und wird daher bei der 1D-Methode nicht berücksichtigt. Die Heißgaswandtemperatur kann durch Extrapolation ermittelt werden. Die Wärmestromdichte wird anhand der Steigung und der bekannten Wärmeleitfähigkeit des Materials mit Gleichung 7.9 bestimmt.

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} \quad (7.9)$$

Bei dieser Methode ist kein weiteres Modell notwendig, was die Berechnung vereinfacht und entsprechend schnell macht. Nachteile der 1D-Methode sind die hohe Sensitivität gegenüber Messfehlern und ausgefallenen Thermoelementen, die großen Abweichungen bei der Bestimmung der Wärmestromdichte und dass keine Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden.

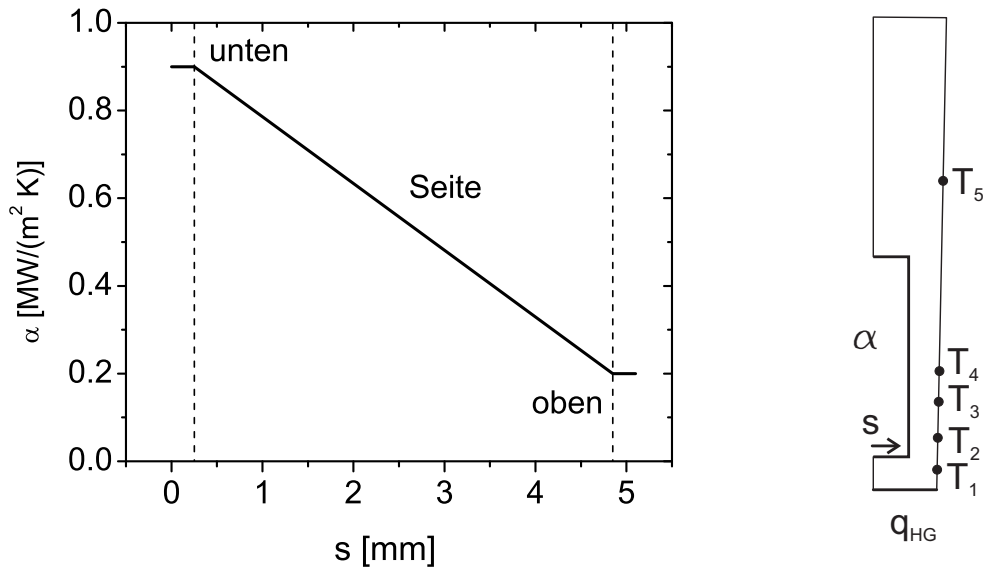


Abbildung 7.7: Skizze der linearen Verteilung von Wärmeübergangskoeffizienten für die Kühlkanäle mit hohem Aspektverhältnis (nicht maßstabsgerecht).

Logarithmischer 1D-Ansatz

Eine Modifikation der Gradientenmethode geht nicht mehr von einem linearen Verlauf der Temperatur aus, sondern von einem logarithmischen. Dieser Ansatz entspricht der stationären eindimensionalen Wärmeleitung durch eine Rohrwand (Gleichung 7.10).

$$T(r) = A \cdot \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) + B \quad (7.10)$$

Die Parameter A und B werden anhand der gemessenen Temperaturen bestimmt. Die Heißgaswandtemperatur ergibt sich als $T(r = r_0)$ und die Wärmestromdichte analog zu Gleichung 7.9 als $\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_0}$.

Die Unterschiede gegenüber einem linearen Ansatz sind jedoch marginal. Zum einen ist der Radius der Brennkammer mit $r = 40 \text{ mm}$ sehr viel größer als der Wandabstand der Thermoelemente $h = 0.7 \dots 1.9 \text{ mm}$. Zum anderen berücksichtigt auch dieses Modell nicht die Wärmeleitung in die Kühlkanäle.

2D-Ansatz

Im zweidimensionalen Fall besteht die inverse Methode aus einem FEM-Modell und dem eingangs beschriebenen Optimierungsalgorithmus.

Pro Messstelle sind fünf Temperaturpunkte T_i^{exp} mit $i = 1 \dots 5$, an denen Thermoelemente angebracht wurden, bekannt. Als Parameter werden die Randbedingungen Wärmestromdichte an der Heißgasseite und Wärmeübergangskoeffizient an der Kühlkanalseite definiert. Für Kühlkanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 und Q2) wird ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient über den gesamten Umfang angenommen. Für Kanäle mit hohem Aspektverhältnis (Q3 und Q4) wird eine lineare Verteilung, wie sie in Abbildung 7.7 skizziert ist, verwendet.

Da bei diesem Ansatz die Temperatur des Fluids im Kanal unbekannt ist, wird die gemessene Einlasstemperatur $T_{in} \approx 50 \text{ K}$ für Wasserstoff bzw. $T_{in} \approx 130 \text{ K}$ für Methan verwendet.

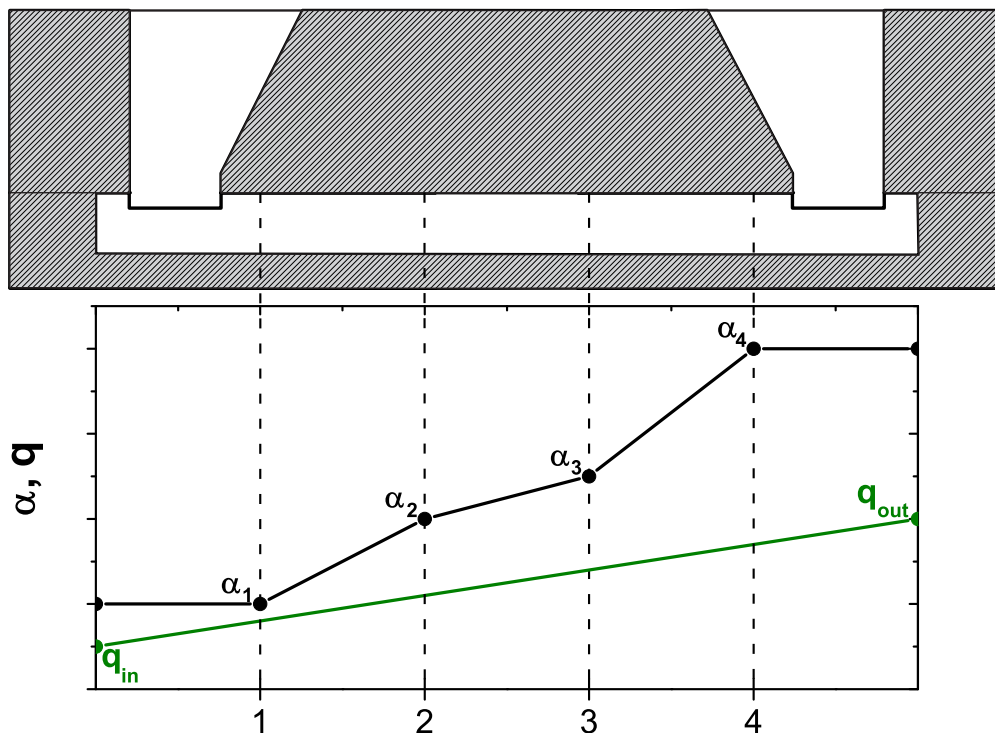


Abbildung 7.8: Skizzierte Geometrie und verwendete Randbedingungen für die inverse Methode im 3D Fall (nicht maßstabsgetreu).

Mit diesem Ansatz ergeben sich 2 unbekannte Parameter für Kanäle mit kleinem Aspektverhältnis und 3 unbekannte Parameter für Kanäle mit hohem Aspektverhältnis. Bei 5 gemessenen Temperaturdaten ist das Problem also überbestimmt.

Mit dem 2D-Modell wird der gesamte Kanalquerschnitt betrachtet und auch das wandfernste Thermoelement T_5 berücksichtigt. Die Berechnung ist deutlich komplexer als im 1D-Fall. Dafür wird als zusätzliches Ergebnis der Wärmeübergangskoeffizient im Kanal bestimmt. Bei diesem Modell werden die axiale Wärmeleitung und der Einfluss steigender Fluidtemperatur mit der Lauflänge des Kanals vernachlässigt.

3D-Ansatz

Im dreidimensionalen Fall wird der gesamte Kühlkanal, inklusive Einlass- und Auslasssammler modelliert.

Abbildung 7.8 zeigt eine Skizze der Geometrie und der verwendeten Randbedingungen. An den axialen Positionen, an denen die Temperaturen gemessen werden (Pos. 1-4), werden Wärmeübergangskoeffizienten (α_{1-4}) berechnet, die zwischen den Messstellen linear interpoliert werden. Die Ränder werden ausgespart, sodass an den Stellen der Wärmeübergangskoeffizient als konstant angenommen wird. Die Verteilung der Wärmeübergangskoeffizienten in radialer Richtung ist analog zum 2D Fall, konstant für kleine Aspektverhältnisse und linear für hohe Aspektverhältnisse.

Die Wärmestromdichte wird in axialer Richtung linear über den gesamten Kanal angenommen.

Die angenommene Fluidtemperatur T_{Fluid} ist nicht, wie im 2D-Fall konstant, sondern die Temperatur wird anhand der Wärmestromdichte bestimmt. Da die gesamte thermische Ener-

gie des Heißgases von dem Fluid im Kühlkanal aufgenommen wird, kann der Temperaturanstieg aus dem Verlauf der Wärmestromdichte anhand von Gleichung 7.11 abgeschätzt werden.

$$T_{Fluid}(x) = \frac{\int \dot{q}(x) dx \cdot L_{HG}}{c_p \cdot \dot{m}} + T_{in} \quad (7.11)$$

\dot{q} ist die berechnete Wärmestromdichte, L_{HG} ist die Breite der Heißgasseite für einen Kanal und ergibt sich aus dem Brennkammerdurchmesser und der Anzahl der Kanäle: $L_{HG} = \pi D_{BK}/n$, c_p ist die spezifische Wärmekapazität des Fluids, \dot{m} ist der Massenstrom des Kühlmediums und T_{in} ist die Eintrittstemperatur des Kühlmediums in den Kanal. Es wird hierbei eine konstante Wärmekapazität angenommen und die Beschleunigung des Fluids und Kompressibilitätseffekte vernachlässigt. Trotz dieser Vereinfachungen, wird die Fluidtemperatur ausreichend genau bestimmt, dass sich damit eine deutliche Verbesserung der inversen Methode ergibt.

Die Temperatur, die sich mit dieser Berechnung am Auslass ergibt, wird als weiterer Zielwert in die Berechnung übernommen. Aufgrund der thermischen Schichtung und unzureichender Durchmischung des Kühlfluids wird bei Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis die Fluidtemperatur linear approximiert. An der Oberseite des Kanals wird dabei über die gesamte Länge des Kanals die Eintrittstemperatur T_{in} angenommen. Die Temperatur an der Unterseite ergibt sich so, dass die gemittelte Temperatur Gleichung 7.11 entspricht. Diese Annahme wird durch CFD Simulationen gestützt [84].

Die Wärmeübergangskoeffizienten der Ein- und Auslasssammler werden als Konstanten vorgegeben und nicht über die inverse Methode optimiert.

Mit diesem Ansatz ergeben sich:

- Bis zu 10 Unbekannte (2 x Wärmestromdichte, 8 x Wärmeübergangskoeffizienten)
- 21 Zielwerte (4 x 5 Temperaturen, 1 x Fluidtemperatur am Auslass)

Das Problem ist damit stark überbestimmt. Dies ist wichtig für die Berechnung, aber auch, um valide Ergebnisse mit der Methode zu erhalten. Theoretisch sind bei 21 Zielwerten auch 21 Parameter für eine Optimierung verwendbar. Dieses Vorgehen wäre allerdings wenig zielführend, da abgesehen von Konvergenzproblemen, die eine Berechnung ohnehin schwierig bis unmöglich machen, bei gleicher Anzahl von Zielwerten und Parametern die Zielwerte genau getroffen werden können, die Parameter allerdings großen Schwankungen unterliegen.

Bei einem stark überbestimmten Problem ist das nicht der Fall, sodass kleine Schwankungen in der Messgenauigkeit ausgeglichen werden und auch der Verlust von einem oder mehreren Thermoelementen toleriert werden können und keinen Einfluss auf eine erfolgreiche Berechnung haben.

Direkter Vergleich der Temperaturen

Abbildung 7.9 zeigt beispielhaft den direkten Vergleich von experimentell gemessenen Temperaturen T_i^{exp} und von der inversen Methode (3D-Ansatz) angenäherten Temperaturen T_i^{calc} . Die experimentellen Daten sind vom Testfall 03run4, bei dem Wasserstoff als Kühlmedium verwendet wurde. Bei Quadrant 2 fehlen alle Thermoelemente an Messposition 4, daher sind nur die Werte für die ersten drei Messpositionen zu sehen. Es zeigen sich sehr

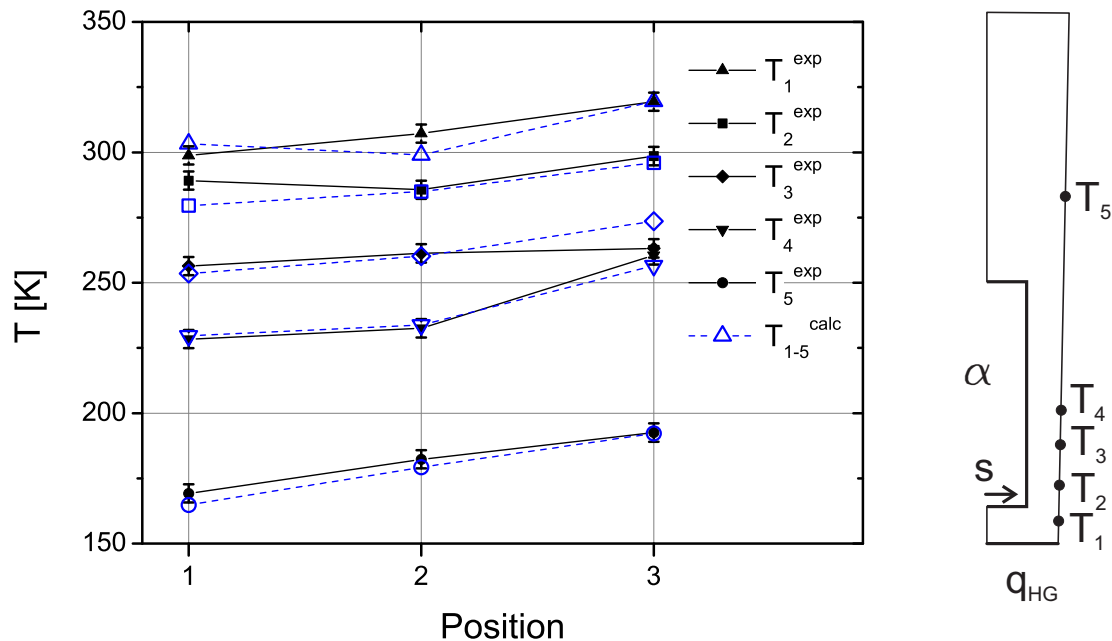


Abbildung 7.9: Vergleich der gemessenen Temperaturen und den Temperaturen, die mit den Ergebnissen der inversen Methode generiert werden für den Quadranten Q2.

gute Übereinstimmungen mit einem Fehler von $\frac{|T_i^{exp} - T_i^{calc}|}{T_i^{exp}} < 5\%$. Die inverse Methode führt zu einer Glättung des Temperaturverlaufs, sodass kleinere Messunsicherheiten ausgeglichen werden können. So ist beispielsweise an Position 3 die gemessene Temperatur T_4^{exp} größer als die wandnäher gemessene Temperatur T_3^{exp} . Die berechneten Temperaturen T_4^{calc} und T_3^{calc} zeigen dieses Verhalten nicht und geben damit ein realistischeres Temperaturfeld an.

Diese genaue Übereinstimmung mit den Messwerten qualifiziert sowohl das verwendete Modell als Abbild des Experiments als auch den Optimierungsalgorithmus, der in der Lage ist mit den vorgegebenen Parametern die minimale Abweichung zu den experimentell ermittelten Daten zu finden.

Für die anderen Quadranten und bei Methan als Kühlmedium zeigen sich ähnlich gute Übereinstimmungen zu den experimentellen Daten.

7.4 Fehleranalyse

Messgrößen unterliegen naturgemäß Schwankungen. Diese unterteilen sich in *systematische Fehler* und *zufällige Fehler*.

Der Einfluss dieser Ungenauigkeiten auf die nachfolgende Auswertemethode und eine mögliche Verstärkung oder Abschwächung des Fehlers soll in diesem Abschnitt diskutiert werden. Die Messgenauigkeiten der einzelnen Sensoren sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

7.4.1 Fehleranalyse der kalorimetrischen Methode

In die Berechnung der kalorimetrischen Methode gehen 7 Messgrößen ein: Druck und Temperatur am Ein- und Auslassammler zur Enthalpieberechnung, Druck und Temperatur in den Leitungen zur Bestimmung der Dichte und der Volumenstrom.

Typ	Messwert	Messfehler
Drucksensoren	Druck	$\pm 0.25\%$ vom Messwert
Differenzdrucksensoren	Druck	$\pm 5\%$ vom Messwert
Thermoelemente	Temperatur	$\pm 2.5\text{ K}$ oder $\pm 1.5\%$ vom Messwert
Messturbinen	Volumenstrom	$\pm 1\%$ vom Messwert

Tabelle 7.3: Messgenauigkeit der Sensoren.

Die Abweichungen aufgrund von Messunsicherheiten der einzelnen Größen sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Die Verteilung von Messungenauigkeiten, die zu dem maximalen bzw. minimalen Wert für die Wärmestromdichte führen, ist in den Gleichungen 7.12 und 7.13 dargestellt.

$$\dot{q}_{max} = \frac{1}{A_{BK}} \dot{V}_{max} \cdot \rho(T_{min}, P_{min}) (h_{aus}(T_{max}, P_{max}) - h_{ein}(T_{min}, P_{min})) \quad (7.12)$$

$$\dot{q}_{min} = \frac{1}{A_{BK}} \dot{V}_{min} \cdot \rho(T_{max}, P_{max}) (h_{aus}(T_{min}, P_{min}) - h_{ein}(T_{max}, P_{max})) \quad (7.13)$$

Die Indizes *max* und *min* geben den obere bzw. unteren Wert des Unsicherheitsintervalls basierend auf Tabelle 7.3 an.

Aus dieser Verteilung ergibt sich eine Unsicherheit des Wärmestroms, der mit der kalorimetrischen Methode ermittelt wird, von: $d\dot{q} \leq 5\%$ vom Messwert.

7.4.2 Fehleranalyse der inversen Methode

Der Einfluss von Messungenauigkeiten der Thermoelemente auf die Ergebnisse der inversen Methode wird im Folgenden analysiert. Die Abweichungen der gemessenen Temperaturdaten ergibt sich aus den Unsicherheiten der Messwerte der Thermoelemente und der Positioniergenauigkeit der Thermoelemente innerhalb der Thermoelementbohrungen. Aufgrund der hohen Wärmeströme können sich bereits bei einer geringen Abweichung der Position sehr große Temperaturabweichungen ergeben.

Aus der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung (Gleichung 7.14)

$$\dot{q}_w = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (7.14)$$

kann der Einfluss der Positionsgenauigkeit auf die Temperatur direkt abgeschätzt werden:

$$dT = -\frac{\dot{q}_w}{\lambda} dx \quad (7.15)$$

Die Tiefe der Bohrungen und die Lage der Thermoelemente wurde sehr genau bestimmt. Daher ist die Positionsungenauigkeit mit $dx \leq 0.03\text{ mm}$ sehr gering. Bei einem Wärmestrom von $\dot{q}_w = 15 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ und einer Wärmeleitfähigkeit der Kupferlegierung von $\lambda = 350 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ ergibt sich ein Fehler aufgrund von Positionsungenauigkeit von $dT \leq 1.3\text{ K}$.

	Abweichung Position [mm]	Abweichung Temperatur [K]
T_1	+0.03	+2.5
T_2	+0.03	+2.5
T_3	-0.03	-2.5
T_4	-0.03	-2.5

Tabelle 7.4: Abweichungen der Position und Temperatur aufgrund von Messunsicherheiten, die zum maximalen Wert beim 1D-Ansatz führen.

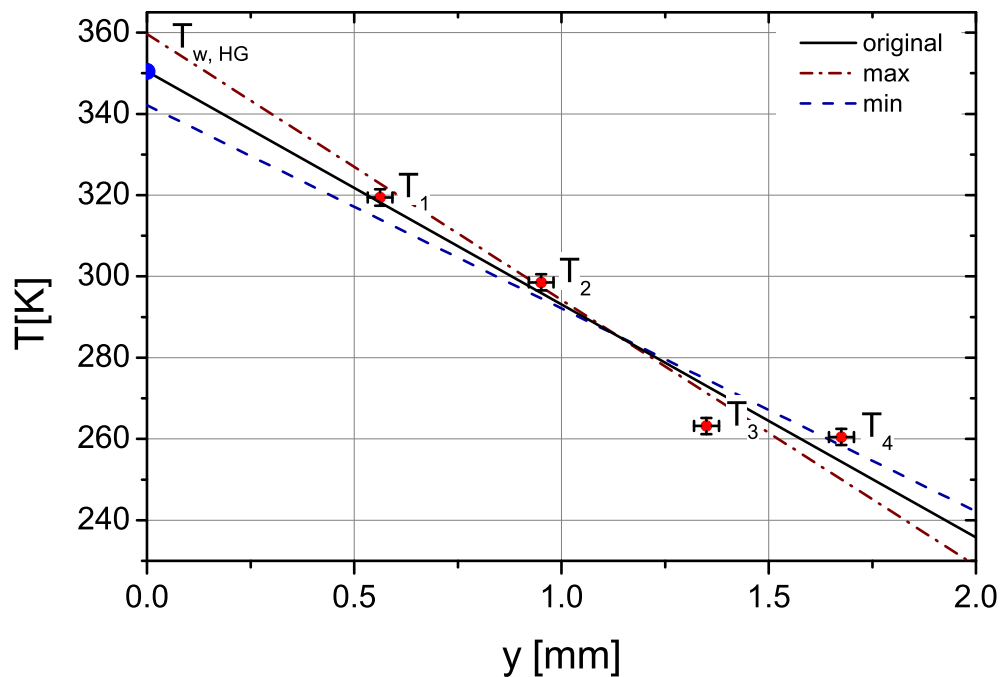


Abbildung 7.10: Maximale Abweichungen durch Messunsicherheiten bei der Gradientenmethode durch kippen der Ausgleichsgerade.

Fehleranalyse 1D

Dadurch, dass die Heißgaswandtemperatur extrapoliert wird und die Wärmestromdichte direkt von der Steigung abhängt, ergibt sich eine maximale Abweichung durch ein Kippen der Ausgleichsgeraden. Dies wird erreicht wenn die beiden wandnächsten Temperaturpunkte maximale und die wandfernsten Temperaturpunkte minimale Werte annehmen. Tabelle 7.5 und Abbildung 7.10 verdeutlichen dieses Vorgehen, um den Maximalwert zu erreichen. Für den Minimalwert ist das Vorgehen analog mit umgekehrten Vorzeichen.

Tabelle 7.5 zeigt die mit dieser Methode ermittelten Abweichungen der Heißgaswandtemperatur $T_{w,HG}$ und der Wärmestromdichte \dot{q}_w für die Kühlkanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) und die Kanäle mit hohem Aspektverhältnis (Q3 & Q4). Der Kühlkanal Q4 stellt dabei eine Besonderheit dar, da der wandnächste Messpunkt T_1 an allen Positionen nicht vorhanden ist. Dadurch wird die Ausgleichsgerade nur mit 3 Stützpunkten gebildet und ist deutlich sensibler gegenüber den Messunsicherheiten.

	Q1 & Q2	Q3	Q4
T_{HG} [%]	± 1.7	± 1.8	± 2.5
\dot{q}_w [%]	± 12.5	± 13	± 22.5

Tabelle 7.5: Abweichungen der Gradientenmethode aufgrund von Messunsicherheiten [%].

Messgröße	einfließende Messungen	Messfehler
Dichte	Druck, Temperatur	± 1.8 % vom Messwert
Massenstrom	Volumenstrom, Dichte	± 2.8 % vom Messwert
Wärmestrom (kalorimetrisch)	Massenstrom, Temperatur, Druck	± 5 % vom Messwert
Wärmestrom (invers 3D)	Massenstrom, Temperatur	± 11 % vom Messwert
Wärmeübergangskoeffizienten (invers 3D)	Massenstrom, Temperatur	± 19 % vom Messwert
Heißgaswandtemperatur (invers 3D)	Massenstrom, Temperatur	± 1.5 % vom Messwert

Tabelle 7.6: Messgenauigkeit der abgeleiteten Messgrößen.

Fehleranalyse 3D

In die Berechnung der inversen Methode mit dem 3D-Ansatz gehen die Werte an 20 Temperaturmesspunkten ein. Die Verteilung von maximalen und minimalen Werten im Rahmen der Messunsicherheiten, die die maximale Abweichung der Ergebnisse der inversen Methode ergeben, sind nicht bekannt. Daher wird ein Datensatz mit zufälligen Abweichungen im Rahmen der Messunsicherheit generiert, mit dem die inverse Methode erneut ausgeführt wird. Dieses Vorgehen wird fünf Mal wiederholt. Zusätzlich werden zwei Datensätze erstellt bei denen für alle 20 Punkte jeweils die maximalen und minimalen Werte der Temperaturdaten angenommen werden. Die maximalen und minimalen Ergebniswerte aus diesen 7 Rechnungen werden als Abweichungen der inversen Methode angenommen. Der Vorteil dieses Vorgehens ist, dass alle Messpunkte gleichzeitig mit einer Abweichung beaufschlagt werden und damit auch eine positive oder negative Verstärkung berücksichtigt werden kann. Der Nachteil ist, dass kein absolutes *worst case Szenario* betrachtet wird.

Die Messgenauigkeiten der abgeleiteten Messgrößen sind in Tabelle 7.6 zusammengefasst.

8 Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Daten der experimentellen Untersuchung detailliert ausgewertet. Dabei bilden die Ergebnisse der inversen Methode (3D) die Basis. Nach einer kritischen Betrachtung der Vorgänge innerhalb der Brennkammer und einer Bewertung der durchgeführten Vorqualifizierungen, wird die regenerative Kühlung mit den beiden untersuchten Kühlmedien Wasserstoff und Methan eingehend analysiert. Schwerpunktmäßig wird auf die Besonderheiten des transkritischen Verhaltens bei der Kühlung mit Methan eingegangen und der Einfluss der Geometrie, insbesondere des Aspektverhältnisses, auf den Wärmeübergang herausgearbeitet.

8.1 Einordnen der Versuche in den thermodynamischen Kontext

Ein wichtiges Kriterium der Versuche war es, möglichst realistische Bedingungen zu erreichen. Abbildung 8.1 zeigt das Phasendiagramm für Wasserstoff und Methan als Funktion der reduzierten Temperatur und des reduzierten Drucks. Eingetragen sind die Ein- und Austrittsbedingungen der Kühlfluide in den Kühlkanälen für Triebwerke mit einem Schubbereich von

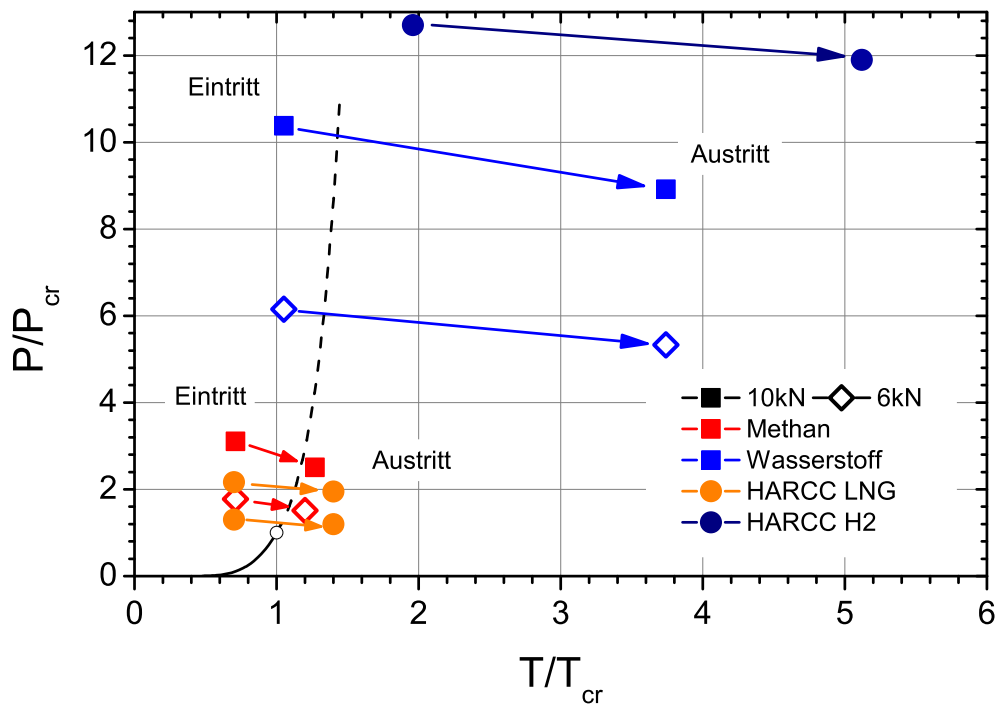


Abbildung 8.1: Thermodynamischer Bereich in den Kühlkanälen der HARCC-Experimente mit dem entsprechenden Bereich von 6 kN und 10 kN Triebwerken [75].

6 kN und 10 kN. Die Daten sind repräsentativ für tatsächlich ausgeführte Raketentriebwerke [75].

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erläutert, sind die Werte für Wasserstoff weit vom kritischen Punkt entfernt, für Methan dagegen im transkritischen Bereich nahe des kritischen Punktes. Im selben Diagramm sind die Daten für die Versuche mit dem HARCC-Segment dargestellt. Für Methan sind die obere und die untere Grenze des untersuchten Bereiches eingetragen. Dieser bildet den gesamten Bereich eines 6 kN Triebwerkes ab. Darüber hinaus wurden Versuche bei noch kleineren Drücken durchgeführt, was zu noch größeren Einflüssen von Druck und Temperatur auf die physikalischen Eigenschaften des Fluids führt.

Für Wasserstoff konnte nur ein relevanter Versuch durchgeführt werden. Dieser liegt im Vergleich bei etwas zu hohen Drücken und Temperaturen. Da sich in diesem Bereich die physikalischen Eigenschaften nicht mehr so stark ändern, sind die Versuche für beide Kühlmedien repräsentativ.

8.2 Verhalten der Brennkammer während der Versuche

Der Fokus der experimentellen Untersuchung liegt bei dem kühlkanalseitigen Wärmeübergang. Die gewonnenen Daten der Heißgasströmung dienen dazu, die getroffene Annahme einer gleichmäßigen Wärmelast auf das HARCC-Segment zu unterstützen.

8.2.1 Brennkammerinstabilitäten

Brennkammerinstabilitäten können einen großen Einfluss auf den Wärmeübergang zu haben und zur Zerstörung des Triebwerks führen [28, 95, 109]. Eine stabile Verbrennung nach Sutton [109] liegt vor, wenn die periodischen Schwankungen weniger als 5 % des Brennkammerdrucks betragen. Die Ergebnisse der dynamischen Drucksensoren zeigen, dass die Bedingung einer stabilen Verbrennung als erfüllt angesehen werden kann.

8.2.2 Verbrennungseffizienz

Die Verbrennungseffizienz ist ein Maß für die Treibstoffaufbereitung in der Brennkammer.

$$\eta_{c^*} = \frac{c_{exp}^*}{c_{theor}^*}$$

Eine Verbrennungseffizienz von $\eta_{c^*} = 100\%$ bedeutet, dass am Ende der Brennkammer ein Heißgasgemisch vorliegt, das sich im chemischen Gleichgewicht befindet [19]. Eine wesentliche Annahme bei der Betrachtung der Ergebnisse des HARCC-Segments ist die der homogenen Heißgasströmung. Chemische Reaktionen im Bereich des HARCC-Segments könnten zu Wärmestromspitzen führen, die nicht entdeckt werden können. Aufgrund des Abstandes zur Einspritzebene, die durch das Standardsegment realisiert ist, ist diese Annahme gerechtfertigt. Eine hohe Verbrennungseffizienz untermauert dies noch zusätzlich.

Die Verbrennungseffizienz der Versuche mit Methan lag unabhängig von Brennkammerdruck und Mischungsverhältnis zwischen 96 % und 108 %. Aufgrund der vielen Messgrößen mit entsprechenden Unsicherheiten, die in der Berechnung verwendet werden, ist ein experimentell bestimmter Wert für η_{c^*} von $> 100\%$ möglich und im Rahmen der Messgenauigkeiten [19].

	mit Recess	ohne Recess
P_{BK} [bar]	50.2	49.4
ROF [-]	2.03	2.08
$\dot{q}_{w,STS}$ [$\frac{MW}{m^2}$]	13.22	13.29
$\dot{q}_{w,HARCC}$ [$\frac{MW}{m^2}$]	13.63	13.92
$\dot{q}_{w,Düse}$ [$\frac{MW}{m^2}$]	10.46	10.71
η_{c^*} [%]	97.66	96.97

Tabelle 8.1: Vergleich zweier Testfälle mit und ohne Recess.

8.2.3 Einfluss der Injektorgeometrie

Bei den Versuchen mit Methan wurden zwei Einspritzplatten verwendet, sodass Versuche mit und ohne Recess durchgeführt wurden (siehe Kapitel 6.2.1). Der Vergleich von zwei Testfällen zeigt, dass es keinerlei Unterschiede zwischen der Verbrennungseffizienz gibt und auch die kalorimetrischen Wärmeströme in allen drei Segmenten (Standard, HARCC und Düse) gleich sind. Die genauen Werte sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Es wird daher nicht weiter zwischen Testfällen mit und ohne Recess unterschieden.

8.2.4 Bewertung der Voruntersuchungen

Zur Bewertung der Untersuchungen des LOX Domes stehen die Druckmessungen im Einspritzkopf und im Brennraum zur Verfügung. Abbildung 8.2 zeigt die mit Wasser gemessenen Druckverluste im Vergleich zu den bei den Heißlauf Versuchen gemessenen Druckverlusten.

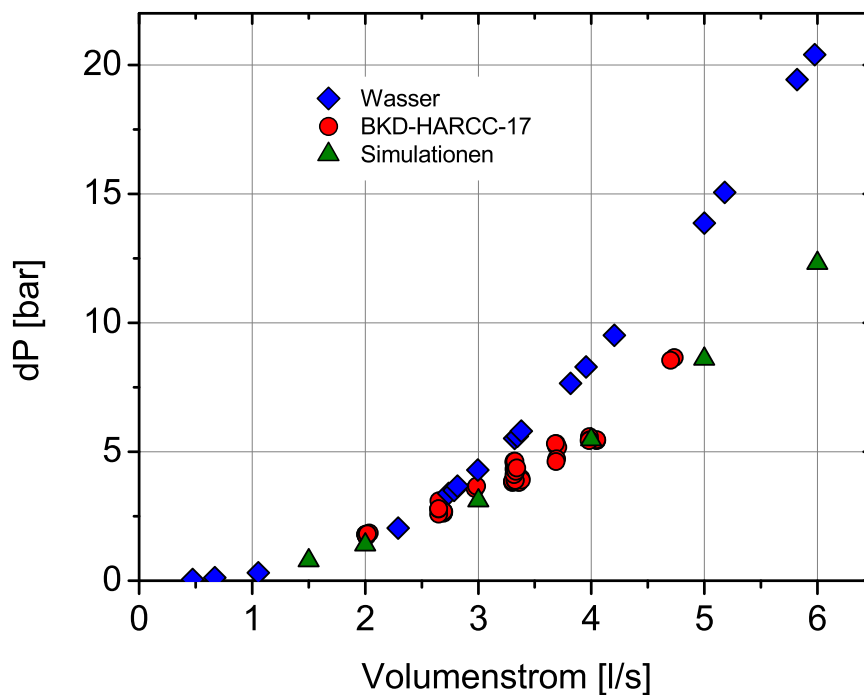


Abbildung 8.2: Gemessene und simulierte Druckverluste im LOX Dome in Abhängigkeit des Volumenstroms.

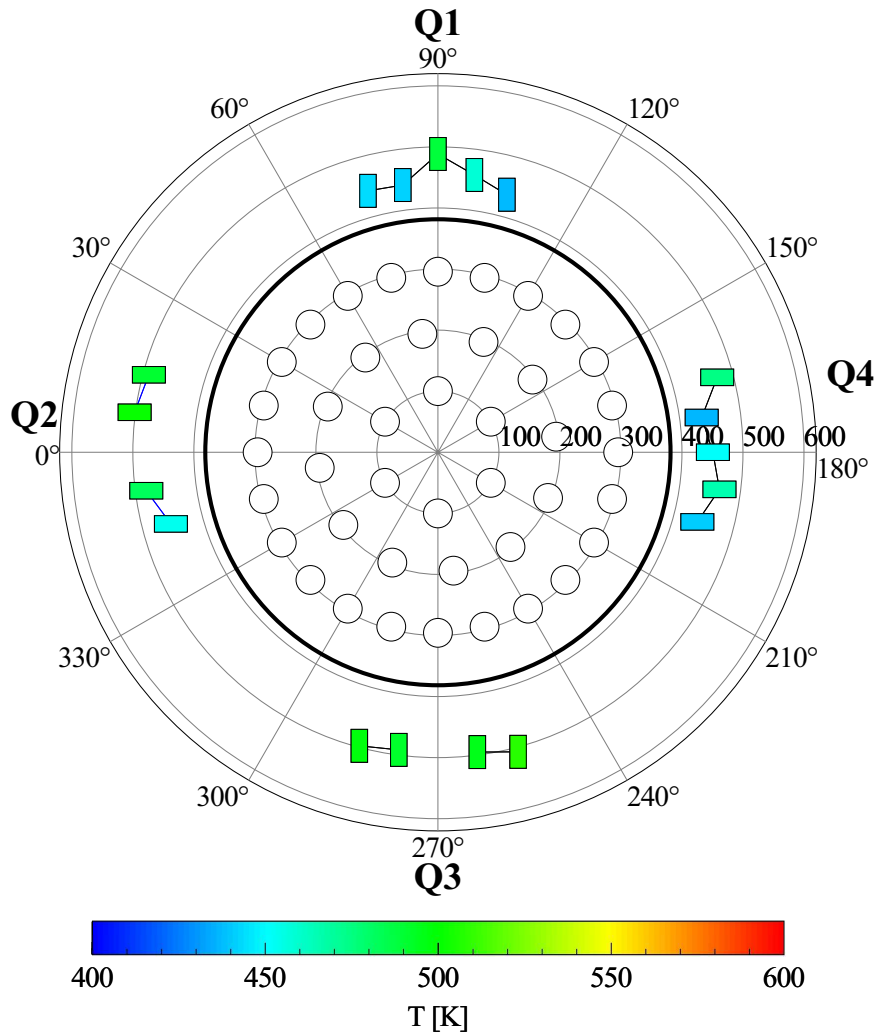


Abbildung 8.3: Gemessene Heißgastemperaturen im wandnahen Bereich unmittelbar hinter der Einspritzebene.

Es ist deutlich eine Abweichung bei höheren Volumenströmen zu erkennen, die auf Kavitationseffekte bei den Durchflusstests mit Wasser zurückzuführen sind. Ab einem Volumenstrom von $\dot{V} \approx 2 \frac{l}{s}$ wird das Wasser in der Drosselplatte so stark beschleunigt, dass der Druck unter den Dampfdruck sinkt und sich kleine Gasblasen in der Strömung bilden. Dadurch steigt der Druckverlust stärker an als bei den Versuchen mit flüssigem Sauerstoff, bei denen dieser Effekt nicht auftritt.

Für Sauerstoff stimmt der gemessene Druckverlust sehr gut mit den Ergebnissen der Simulation überein. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Verteilung des flüssigen Sauerstoffs während der Heißläufe genauso gleichmäßig waren wie in Abschnitt 6.2.1.1 beschrieben ($\pm 2\%$ vom mittleren Injektormassenstrom).

Als weiterer Indikator einer über den Umfang der Brennkammer gleichmäßigen Wärmebelastung stehen die gemessenen Temperaturdaten im Messring im injektornahen Bereich zur Verfügung. Abbildung 8.3 zeigt die Temperaturen der Heißgasströmung im wandnahen Be-

reich in einem Abstand von 7.5 mm hinter der Einspritzebene. Zusätzlich ist die Lage der vier Quadranten des HARCC-Segments gekennzeichnet. Es ist deutlich zu sehen, dass die Temperatur in Umfangsrichtung sehr gleichmäßig ist. Die maximalen Abweichungen vom Mittelwert betragen $\pm 7.6\%$. Dies unterstützt die Ergebnisse der Wassertests und zeigt, dass in Umfangsrichtung eine gleichförmige Heißgasströmung vorliegt.

8.3 Die regenerative Kühlung mit Wasserstoff

Aufgrund von technischen Problemen und Regelungsschwierigkeiten konnte bei den Experimenten nur ein stationärer Lastfall mit Wasserstoff als Kühlmedium erreicht werden. Dieser Testfall wird mit einem Testfall verglichen, der bereits 2003 im Rahmen der Doktorarbeit von Alexander Woschnak [124] mit dem HARCC-Segment entstanden ist. Die weitere Auswertung dieses Testfalles erfolgt in Abschnitt 8.5 beim direkten Vergleich mit Methan.

8.3.1 Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse

Bei den früheren Experimenten war das HARCC-Segment regenerativ gekühlt, sodass der Kühlmassenstrom genau dem Injektormassenstrom entsprach. Da sich die Konfiguration bei den aktuellen Versuchen geändert hat (siehe Abschnitt 6.3.1), stimmt der Kühlmassenstrom der beiden Lastpunkte nicht genau überein.

In Tabelle 8.2 sind die genauen Randbedingungen für beide Testfälle aufgelistet. Der größte Unterschied ist, abgesehen von dem unterschiedlichen Verlauf des Kühlmassenstroms, dass die früheren Versuche bei einem geringeren Druck und deutlich geringerer Wasserstofftemperatur stattgefunden haben.

In Abbildung 8.4 ist die Heißgaswandtemperatur über die Lauflänge des Segments für die vier Quadranten Q1 - Q4 aufgetragen. Die Werte stammen aus der inversen Methode (3D). Für eine bessere Vergleichbarkeit sind allerdings nur die Werte an den vier Messpositionen dargestellt.

Die Abweichungen liegen für die Quadranten Q2 - Q4 innerhalb der Messgenauigkeit. Für Quadrant Q1 sind die Abweichungen insgesamt etwas größer.

Die entsprechenden Wärmestromdichten der inversen und der kalorimetrischen Methode sind in Abbildung 8.5 über die Lauflänge aufgetragen. Die schraffierten Flächen bilden die jeweiligen Unsicherheiten beider Methoden ab. Die kalorimetrische Methode berechnet nur den mittleren Wärmestrom, daher ist dieser Wert konstant über die Kanallänge. Dagegen berechnet die inverse Methode zwei Werte und ist daher linear.

Für die Quadranten Q2 - Q4 ergibt sich ein abnehmender Verlauf der Wärmestromdichte. Dieser Trend lässt sich durch eine anwachsende Grenzschicht auf der Heißgasseite erklären und entspricht dem erwarteten Verlauf [10, 25].

Die Mittelwerte beider Methoden stimmen für alle Quadranten, im Rahmen der Fehlertoleranzen, überein. Dieses Ergebnis bestärkt noch einmal die Vorhersagekraft der inversen Methode.

Im Vergleich der Testfälle fällt auf, dass die mittlere Wärmestromdichte im aktuellen Fall etwas kleiner ist, mit Ausnahme von Q1, bei dem die kalorimetrische Methode höhere Werte aufweist.

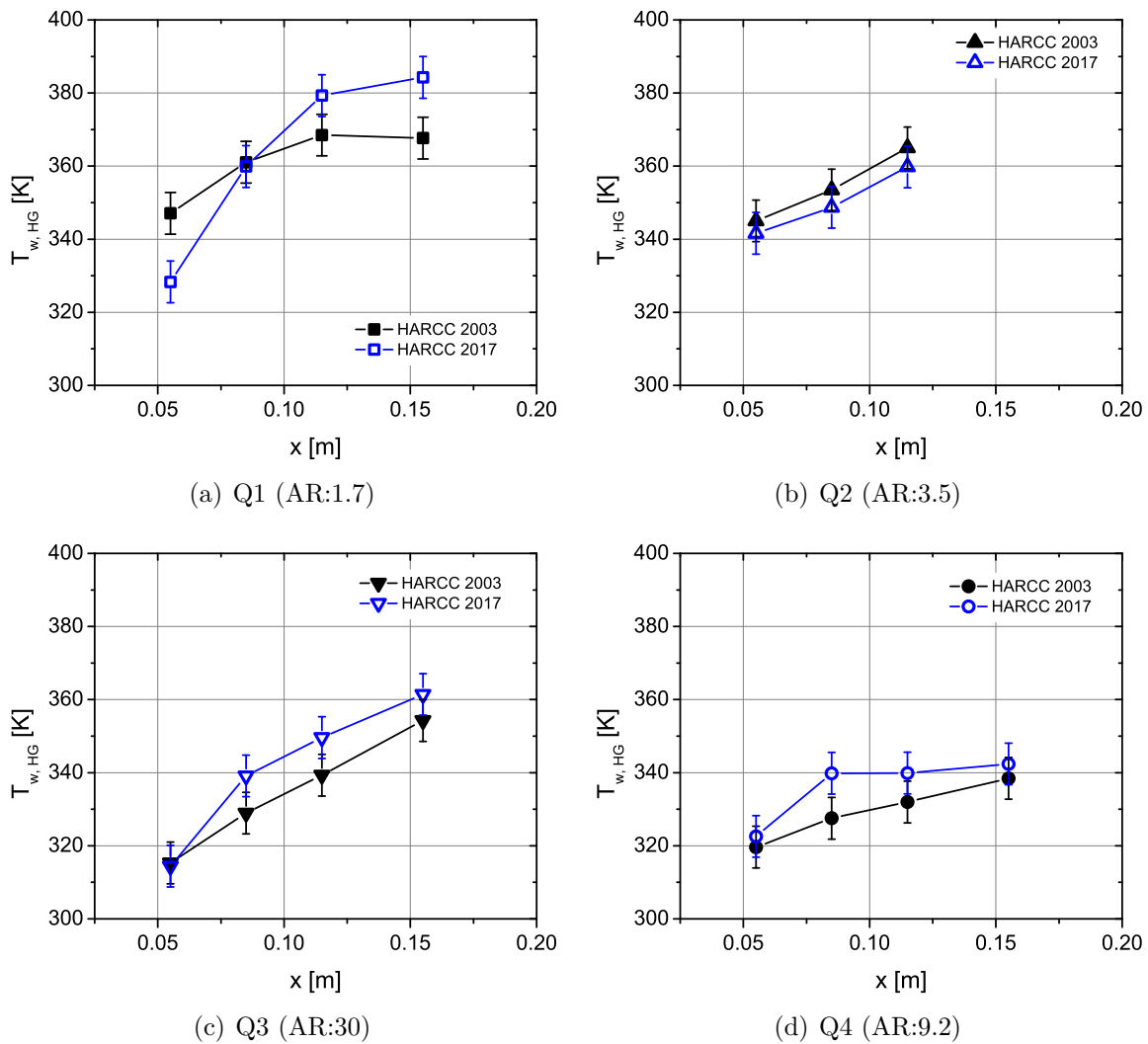


Abbildung 8.4: Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Wasserstoff im Vergleich zu früheren Ergebnissen.

8.4 Die regenerative Kühlung mit Methan

Die Versuche mit Methan haben alle in der Nähe des kritischen Punktes stattgefunden, das heißt bei $\frac{P}{P_{cr}} < 3$ (siehe Auch Abb. 8.1). Bei der Kühlung in diesem transkritischen Bereich gibt es, wie bereits in Abschnitt 5.2.1.1 vorgestellt wurde, drei mögliche Arten des Wärmeübergangs: *normal*, *verbessert* und *verschlechtert*.

8.4.1 Normale Kühlung

Die *normale* Kühlung zeichnet sich, entsprechend zur Kühlung mit Wasserstoff, durch einen monotonen Anstieg sowohl der Wandtemperatur als auch des Wärmeübergangskoeffizienten aus. Dieser Bereich wird im direkten Vergleich mit Wasserstoff in Abschnitt 8.5 behandelt.

8.4.2 Verbesserte Kühlung

Bei der *verbesserten* Kühlung gibt es, aufgrund des großen c_p -Wertes in der Nähe der Widom-Linie, ein lokales Maximum des Wärmeübergangskoeffizienten. In diesem Bereich kann die

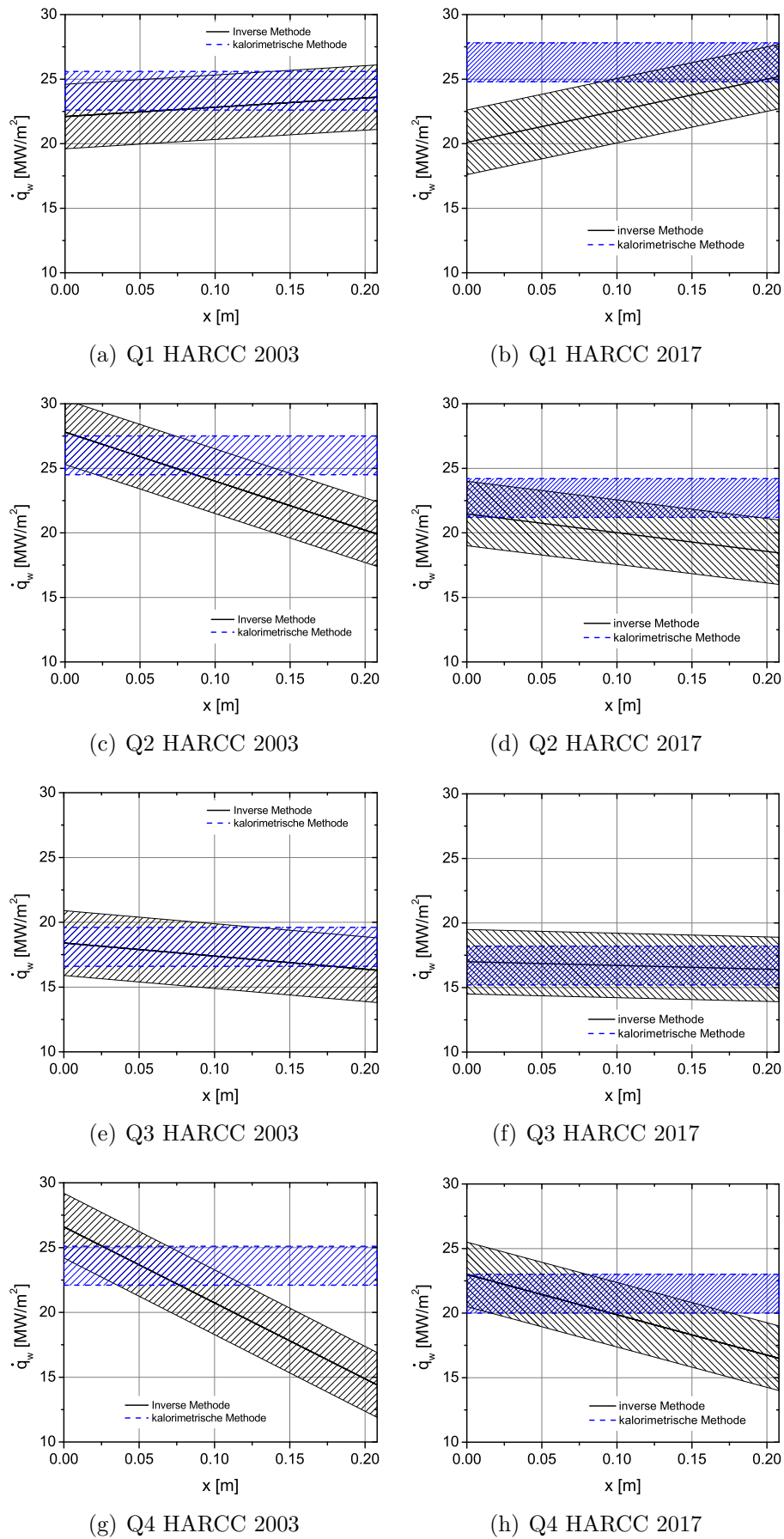


Abbildung 8.5: Wärmestromdichten mit der kalorimetrischen und der inversen Methode bei der Kühlung mit Wasserstoff im Vergleich zu früheren Ergebnissen.

	HARCC 2017	HARCC 2003
P_{BK} [bar]	49.2	48.5
ROF [–]	3.89	3.97
\dot{m}_{HARCC} $\left[\frac{kg}{s}\right]$	0.65	0.78
\dot{m}_{INJ} $\left[\frac{kg}{s}\right]$	0.79	0.78
T_{ein} [K]	65.0	44.3
P_{ein} [bar]	164.9	151.2
$\dot{q}_{w,HARCC}$ $\left[\frac{MW}{m^2}\right]$	22.0	23.0

Tabelle 8.2: Randbedingungen des aktuellen Lastpunktes und des vorangegangenen Experiments.

Kühlung im transkritischen Bereich verbessert werden. Die Unterschiede zwischen dem *normalen* und dem *verbesserten* Bereich sind dabei fließend. Während der Kampagne konnten keine Testfälle identifiziert werden, bei denen der Wärmeübergang aufgrund des höheren c_p -Wertes deutlich verbessert worden ist.

8.4.3 Verschlechterte Kühlung

Beim *verschlechterten* Wärmeübergang kommt es zu einer Trennung von kalter *flüssigähnlicher* Kernströmung und einer heißen *gasähnlichen* Pufferschicht. Dies führt zu einem drastischen lokalen Rückgang der Kühlwirkung und einem Maximum der Heißgaswandtemperatur. Aufgrund der enormen Bedeutung dieses Effekts auf die Kühlung mit Methan konzentriert sich ein großer Teil der Auswertung auf diesen Effekt, der in Abschnitt 8.6 behandelt wird.

8.5 Direkter Vergleich von Wasserstoff und Methan

In diesem Abschnitt werden zwei Testfälle, einer für Wasserstoff und einer für Methan, direkt miteinander verglichen. Beim direkten Vergleich ist zu beachten, dass die Brennkammer und die Kühlkanäle für den Betrieb mit Wasserstoff konstruiert und optimiert wurden. Das betrifft sowohl die Injektorgeometrie als auch insbesondere die Abmessungen der Kühlkanäle. Die Testfälle wurden aufgrund des ähnlichen Brennkammerdrucks $P_{BK} \approx 50 \text{ bar}$ und gleichen Schubs ausgewählt, auch wenn der Massenstrom, Wärmestrom und die Heißgaswandtemperaturen unterschiedlich sind. Da bei den Experimenten nur ein Betriebspunkt mit Wasserstoff bei stationären Bedingungen erreicht werden konnte, dient dieser Testfall als Referenz.

Für einen realitätsnahen Vergleich der beiden Fluide ist dieses Vorgehen am besten geeignet, da das gesamte regenerative Kühlsystem verglichen wird.

Der Schub hängt vom Massenstrom und dem spezifischen Impuls I_{SP} ab:

$$F = \dot{m} \cdot g \cdot I_{SP} \quad (8.1)$$

Bei gleichem Schub ergibt das:

$$\dot{m}_{H_2,ges} \cdot I_{SP,H_2} = \dot{m}_{CH_4,ges} \cdot I_{SP,CH_4} \quad (8.2)$$

Der Gesamtmassenstrom ist dabei die Summe von Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{H_2} bzw. \dot{m}_{CH_4} und Oxidatormassenstrom \dot{m}_{O_2} .

	Wasserstoff	Methan
P_{BK} [bar]	49.1	50.2
ROF [-]	3.9	2.0
F [kN]	17.0	17.8
\dot{m}_{INJ} $\left[\frac{kg}{s}\right]$	0.79	1.85
\dot{m}_{HARCC} $\left[\frac{kg}{s}\right]$	0.65	1.74
$\frac{\dot{m}_{HARCC}}{\dot{m}_{INJ}}$ [-]	0.82	0.94
$Re(Kühlkanal)$ [-]	160.000 - 870.000	46.000 - 470.000
$\dot{q}_{w,HARCC}$ $\left[\frac{MW}{m^2}\right]$	22.0	13.6
T_{ein} [K]	62.6	138.6

Tabelle 8.3: Testfälle für Wasserstoff und Methan zum direkten Vergleich.

Es gilt der Zusammenhang:

$$ROF = \frac{\dot{m}_{O_2}}{\dot{m}_{H_2/CH_4}} \quad (8.3)$$

Damit ergibt sich für den Methanmassenstrom:

$$\dot{m}_{CH_4} = \frac{I_{SP,H_2}}{I_{SP,CH_4}} \frac{1 + ROF_{H_2}}{1 + ROF_{CH_4}} \dot{m}_{H_2} \quad (8.4)$$

Da der Kühlmassenstrom nicht gleich dem Massenstrom in der Brennkammer ist, ist als zweite Variable das Verhältnis von Kühlmassenstrom und Injektormassenstrom $\frac{\dot{m}_{HARCC}}{\dot{m}_{INJ}}$ zu betrachten. Bei dem ausgewählten Testfall für Methan stimmt der Schub gut mit dem Testfall für Wasserstoff überein. Das Verhältnis von $\frac{\dot{m}_{HARCC}}{\dot{m}_{INJ}}$ ist allerdings mit 0.94 etwas größer als beim Wasserstoff-Testfall. Das heißt, die Brennkammer ist im Methan-Testfall verhältnismäßig stärker gekühlt als im Wasserstoff-Testfall.

Tabelle 8.5 listet die genauen Randbedingungen der beiden Testfälle auf.

8.5.1 Wärmestrom

Abbildungen 8.6 und 8.7 zeigen die Wärmestromdichten, die mit der kalorimetrischen Methode ermittelt wurden im Vergleich zu den entsprechenden Wärmestromdichten, die mit der inversen Methode bestimmt wurden. Die Wärmestromdichten sind in Abhängigkeit der Kühlkanallänge für alle Aspektverhältnisse und beide Kühlmedien aufgetragen. Die schraffierten Flächen bilden die jeweiligen Unsicherheiten beider Methoden ab. Wie bereits für den Wasserstoff Testfall dargelegt, stimmen die Mittelwerte beider Methoden, im Rahmen der Messgenauigkeit, auch für Methan als Kühlmedium überein. Dies bestärkt die inverse Methode auch für Methan.

Die Wärmestromdichte ist für Methan für alle Quadranten deutlich geringer als für Wasserstoff. Der Mittelwert aller Quadranten ergibt für Methan eine Wärmestromdichte, die nur etwa 60 % der Wärmestromdichte für Wasserstoff beträgt.

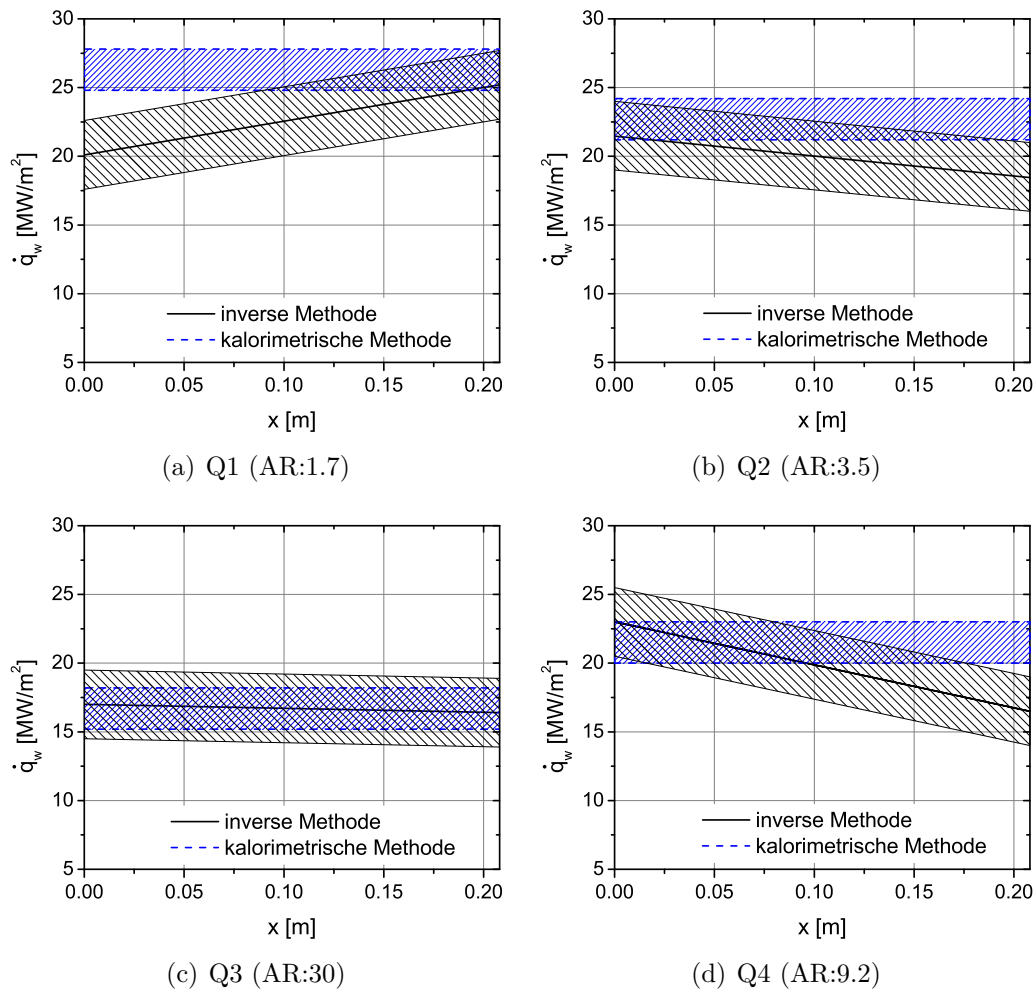


Abbildung 8.6: Wärmestromdichten, die mit der inversen Methode ermittelt wurden mit kalorimetrischer Methode als Referenz. Die schraffierten Flächen geben die Unsicherheiten beider Methoden an (Wasserstoff).

8.5.2 Heißgaswandtemperatur

Eine der wichtigsten Randbedingung bei der Auslegung einer regenerativen Kühlung ist die Heißgaswandtemperatur. Insbesondere für die Lebensdauer, spielt die Heißgaswandtemperatur eine entscheidende Rolle [25]. Abbildung 8.8 zeigt den Vergleich der Heißgaswandtemperatur für Wasserstoff und Methan für alle Aspectverhältnisse als Funktion der Kühlkanallänge.

Für Wasserstoff liegen die Temperaturen der verschiedenen Aspectverhältnisse in einem Bereich von etwa $dT \approx 50\text{ K}$ und steigen kontinuierlich mit der Kühlkanallänge. Die größten Steigungen in axialer Richtung haben dabei die Quadranten mit dem höchsten und dem niedrigsten Aspectverhältnis Q1 und Q3. Damit ist der Einfluss der thermischen Schichtung in Kanälen mit hohen Aspectverhältnissen auf die Heißgaswandtemperatur, die zu einer Abnahme der Kühlwirkung mit der Kanallänge führt und damit zu einer größeren Steigung in axialer Richtung, nur sehr schwach ausgeprägt.

Für Methan ist die Heißgaswandtemperatur, trotz geringerer Wärmestromdichte und relativ gesehen stärkerer Kühlung, für alle Quadranten größer als für Wasserstoff. Die Steigung in axialer Richtung ist größer und steigt mit sinkendem Aspectverhältnis noch an. Der Effekt

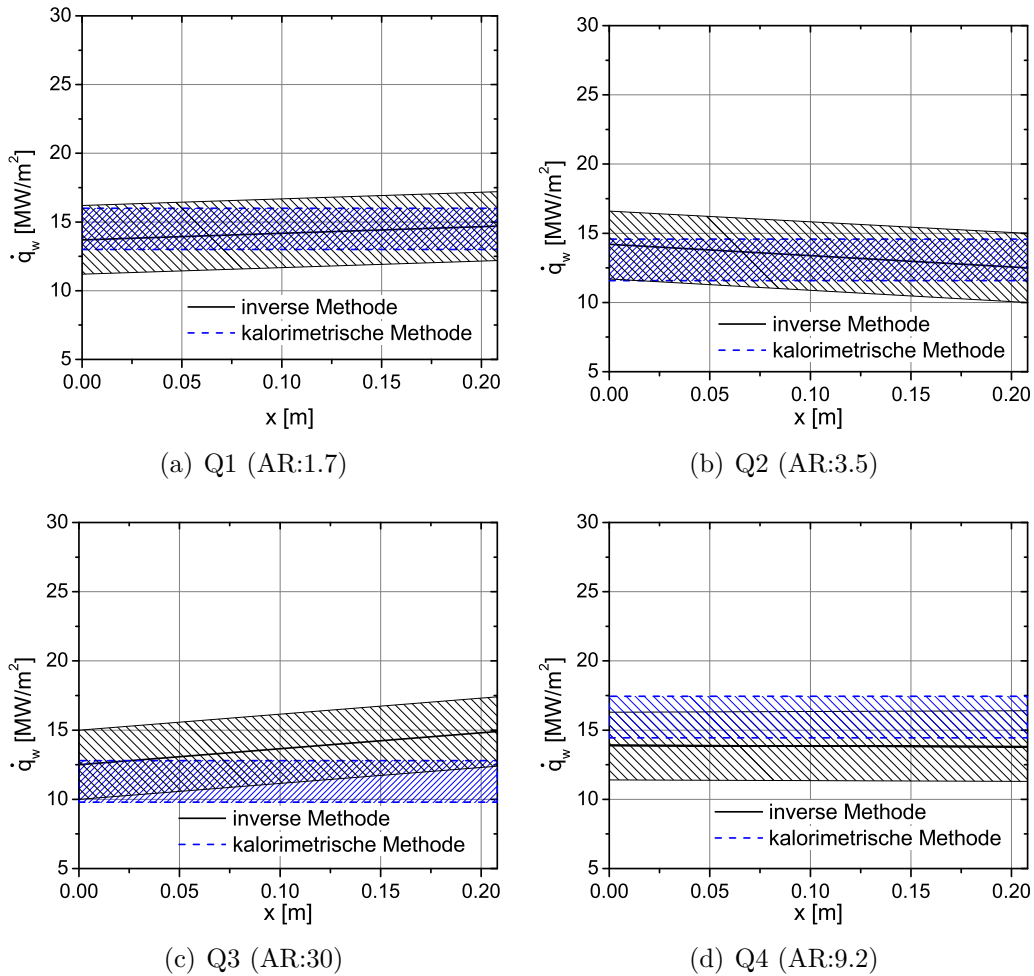


Abbildung 8.7: Wärmestromdichten, die mit der inversen Methode ermittelt wurden mit kalorimetrischer Methode als Referenz. Die schraffierten Flächen geben die Unsicherheiten beider Methoden an (Methan).

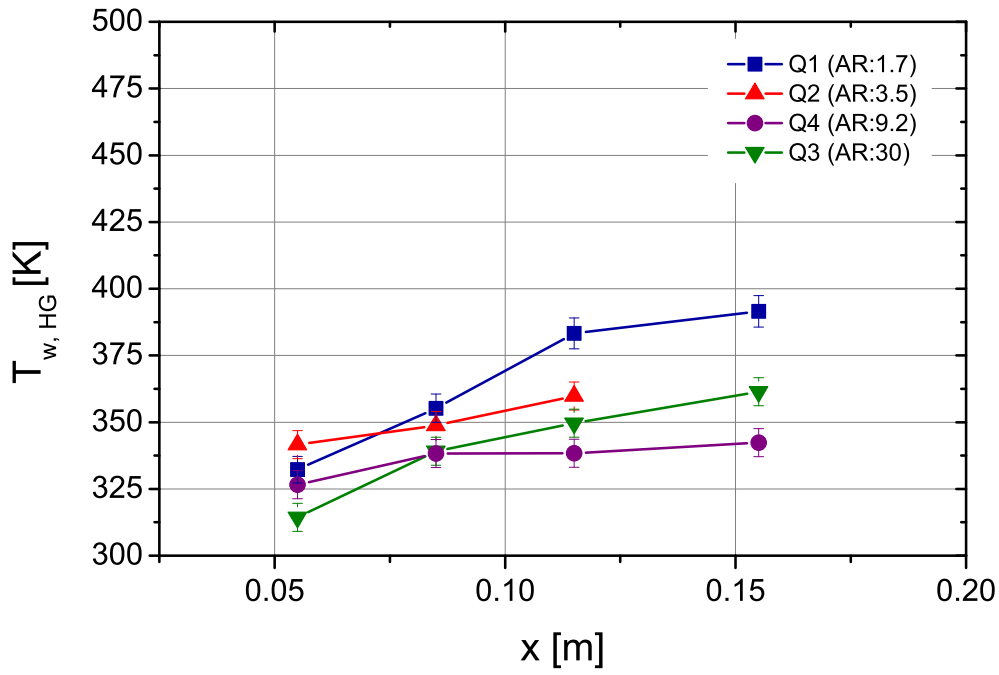
der thermischen Schichtung wird auch für diesen Testfall von anderen Faktoren dominiert und ist anhand des Verlaufs der Heißgaswandtemperatur nicht nachzuweisen.

Nicht nur die Heißgaswandtemperatur ist für Methan deutlich höher, sondern auch die Strukturtemperatur. Um den Abfall der Temperatur über den Kühlkanalumfange, s , vergleichen zu können, wird die Änderung der Kühlkanalwandtemperatur dT relativ zur Temperatur am Kühlkanalboden bei $s = 0$ dargestellt:

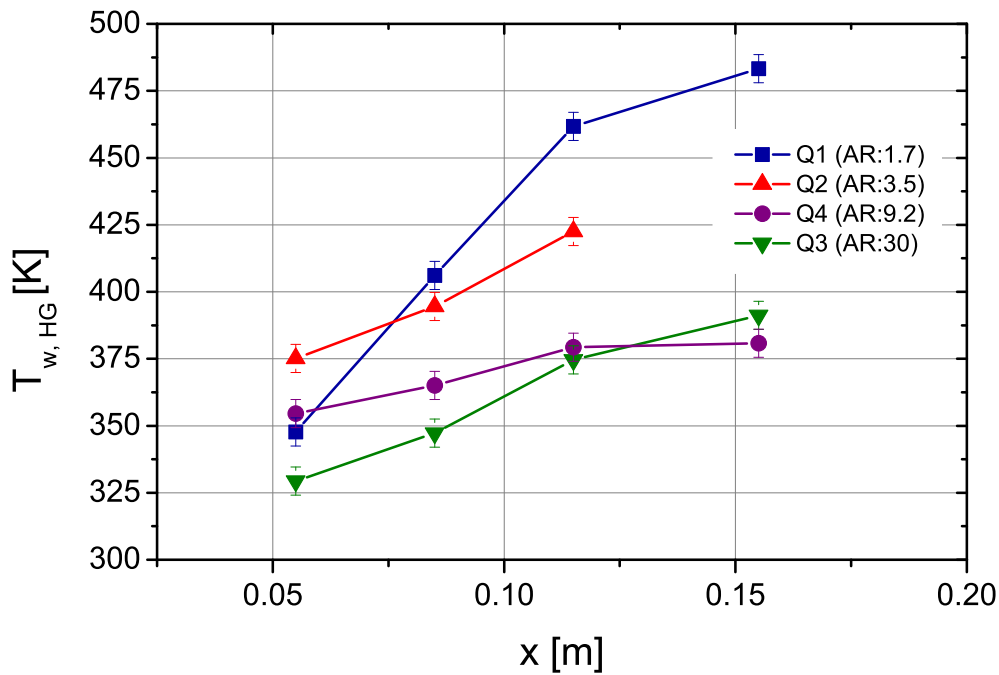
$$dT = T(s) - T(s = 0) \quad (8.5)$$

Abbildung 8.9 zeigt den Temperaturunterschied für alle Kühlkanäle über den Umfang für $x = 119 \text{ mm}$ (Messposition 3). Zusätzlich sind die Werte für die Einlasstemperatur von Quadrant 3 auf gleiche Weise dargestellt, d.h.: $dT = T_{\text{ein},Q3} - T(s = 0)_{Q3}$. Für den direkten Vergleich der unterschiedlichen Umfänge der einzelnen Kanäle wird auf Abbildung 7.2 verwiesen.

Auf den ersten zwei Millimetern nimmt die Temperatur für alle Quadranten gleich stark ab. Mit zunehmender Lauflänge, s , also zunehmendem Abstand zur Heißgaswand, sinken die Temperaturen. Der Effekt ist um so stärker ausgeprägt, je höher das Aspektverhältnis

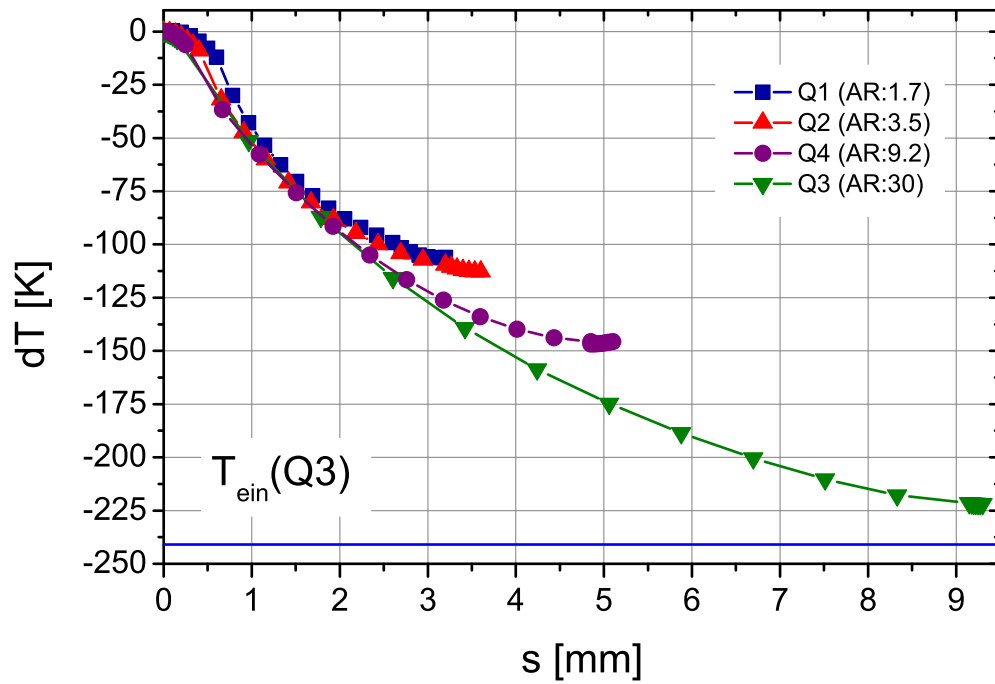


(a) Wasserstoff

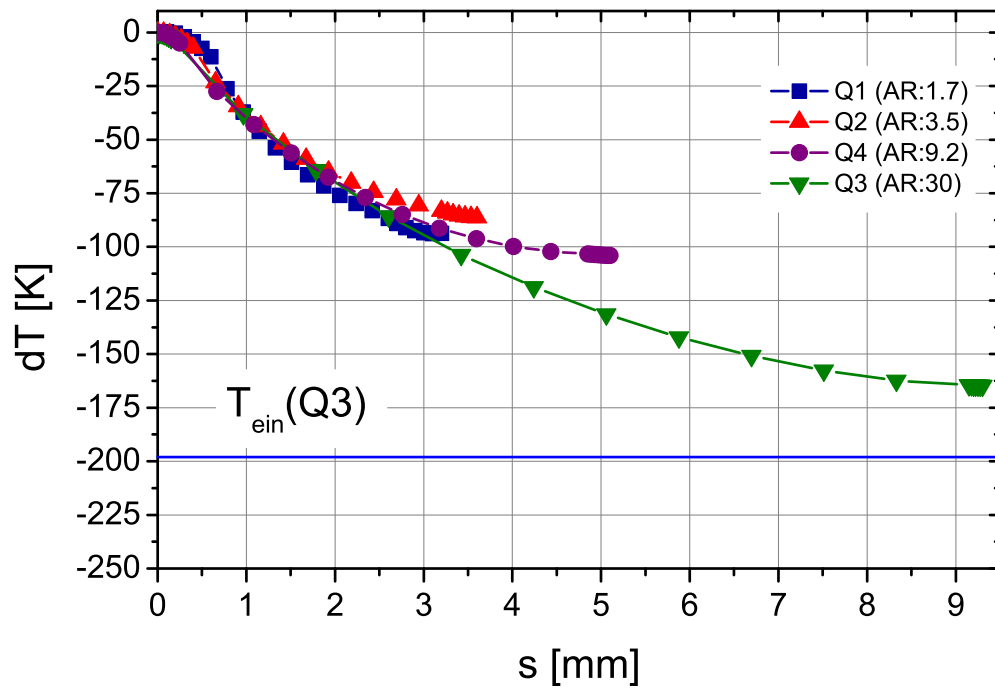


(b) Methan

Abbildung 8.8: Vergleich der Heißgaswandtemperaturen von Wasserstoff und Methan.



(a) Wasserstoff



(b) Methan

Abbildung 8.9: Abfall der Temperatur über den Kühlkanalumfang für die verschiedenen Aspectverhältnisse an Messposition 3. $dT = T(s) - T(s = 0)$.

ist. Für Quadrant 3 (AR: 30) nähert sich die niedrigste Temperatur der Einlasstemperatur des Kühlfluids an. Dieses Verhalten zeigt sich bei beiden Kühlmedien und ist eine Folge der thermischen Schichtung, die auch in Abschnitt 8.5.3 nachgewiesen wird. Dieser Trend ist für Wasserstoff deutlich stärker ausgeprägt und zeigt damit eine stärkere thermische Schichtung als bei Methan.

Der direkte Vergleich von Wasserstoff und Methan zeigt, dass der Temperaturabfall über den Kühlkanalumfang bei Wasserstoff für alle Quadranten steiler ist. Damit ist auch der Temperaturunterschied innerhalb der Struktur deutlich größer. Die damit einhergehende thermisch induzierte Spannung ist damit, zumindest bei den vorliegenden Testfällen und Kühlkanalgeometrien, für Methan geringer.

Um diesen Trend zu quantifizieren, wurde der Rippenwirkungsgrad η_R für alle Quadranten bestimmt. Betrachtet man den Querschnitt aus Kühlkanal und Struktur, kann der Steg zwischen zwei Kühlkanälen als Kühlrippe angenommen werden.

Der Wirkungsgrad einer Kühlrippe ist definiert als das Verhältnis von übertragenem Wärmestrom zu maximal übertragbarem Wärmestrom [40]:

$$\eta_R = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_{max}} \quad (8.6)$$

Der maximal übertragbare Wärmestrom \dot{Q}_{max} ist der Wärmestrom, der sich ergibt wenn die gesamte Oberfläche der Rippe gleich der Temperatur am Rippenfuß ist (in unserem Fall führt das zu: $T(s) = T(s = 0)$) [40]. Die Wärmeströme \dot{Q} und \dot{Q}_{max} können nun mit den Wärmeübergangskoeffizienten aus der inversen Methode bestimmt werden. Der Rippenwirkungsgrad ist damit nicht gleichzusetzen mit der Effizienz der Kühlkanäle, sondern ist ein Mass dafür wie stark die Abweichungen von der idealen homogenen Temperaturverteilung sind. Abbildung 8.10 zeigt die berechneten Werte für alle Quadranten und beide Kühlfluide. Der Wirkungsgrad nimmt mit dem Aspektverhältnis ab, was auf die niedrigeren Temperaturen am Rippenkopf zurückzuführen ist. Beim Vergleich von Wasserstoff und Methan fällt auf, dass die Werte für die Kanäle mit niedrigem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) sehr ähnlich sind und bei den Kanälen mit hohem Aspektverhältnis (Q3 & Q4) die Werte für Methan deutlich über denen von Wasserstoff liegen. Das verdeutlicht noch einmal, dass die Schichtung mit Wasserstoff stärker ausgeprägt ist.

8.5.3 Thermische Schichtung bei hohen Aspektverhältnissen

Neben der Auswertung über den Temperaturabfall, kann die thermische Schichtung auch direkt nachgewiesen werden.

Abbildung 7.2 zeigt die Lage der Thermoelemente im Querschnitt in einem realistischen Verhältnis zur Kanalgeometrie. Das wandnächste Thermoelement T_1 befindet sich noch unterhalb des Kanalbodens während das wandfernste Thermoelement T_5 bei drei der vier Geometrien oberhalb der Kanaldecke liegt. Nur Quadrant 3 mit einem Aspektverhältnis von 30 geht noch weiter nach außen.

In Abbildung 8.11 ist der Temperaturverlauf von T_5 für alle Quadranten dargestellt. Zusätzlich ist die gemessene Fluidtemperatur am Eintritts- und Austrittssammler dargestellt und durch eine Gerade verbunden. Damit stellt diese Linie annähernd die mittlere Fluidtemperatur dar. Es ist deutlich zu sehen, dass für den Quadranten 3 (AR:30) die Strukturtemperatur

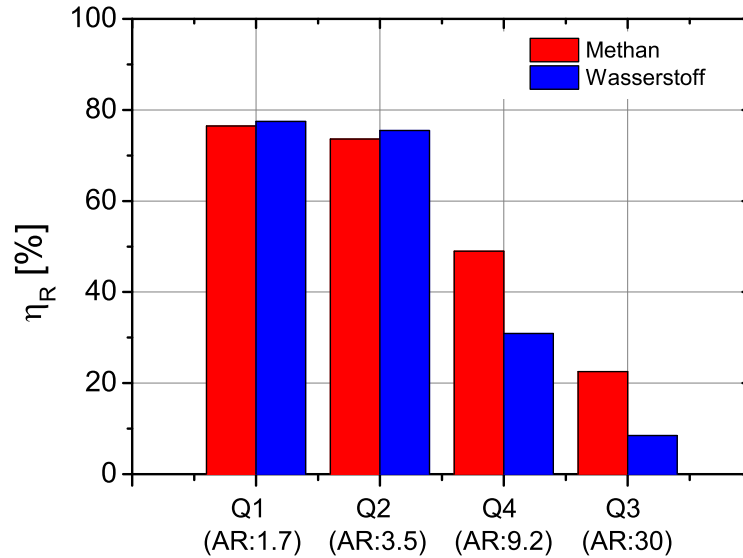


Abbildung 8.10: Vergleich der Rippeneffizienz für alle Quadranten.

	Wasserstoff	Methan
dP(Q1 (AR:1.7)) [bar/100 mm]	2.67	1.37
dP(Q2 (AR:3.5)) [bar/100 mm]	2.91	2.12
dP(Q4 (AR:9.2)) [bar/100 mm]	2.83	1.97
dP(Q3 (AR:30)) [bar/100 mm]	2.27	1.49

Tabelle 8.4: Druckverluste bei den Testfällen mit Wasserstoff und Methan.

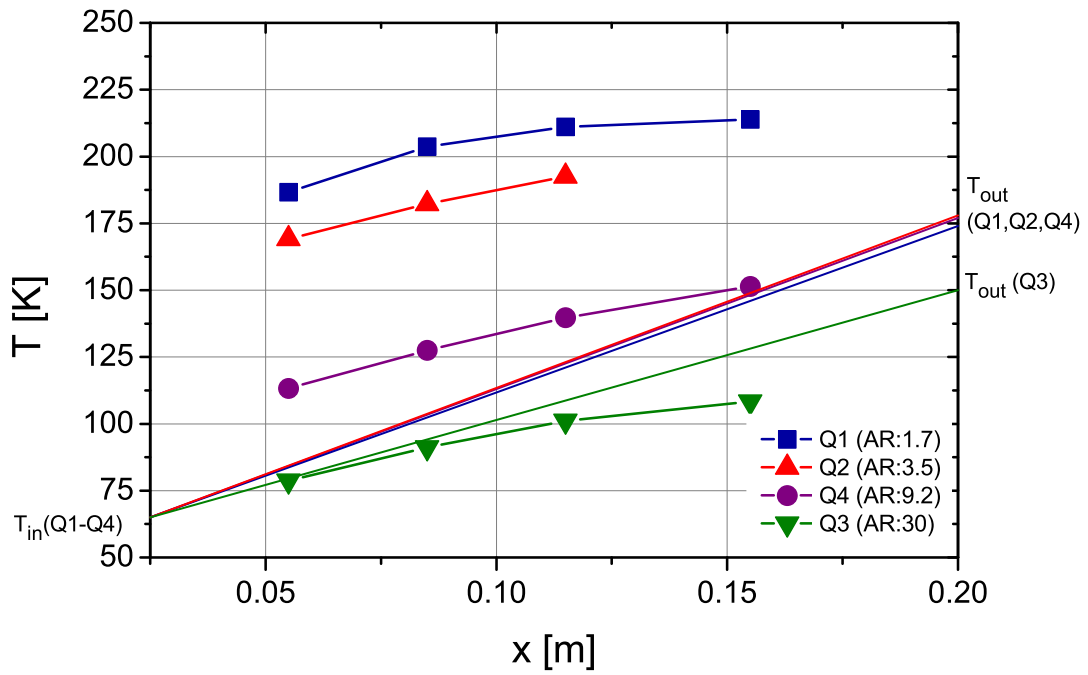
unterhalb der mittleren Fluidtemperatur liegt und für Quadrant 4 (AR:9.2) die beiden Temperaturen, insbesondere im letzten Messpunkt, sehr nah beieinander liegen. Dieser Verlauf ist im stationären Zustand nur möglich, wenn die Fluidtemperatur im Kanal geschichtet ist und sich im oberen Bereich des Kanals kaltes Fluid sammelt. Ansonsten wäre ein solcher Verlauf gleichbedeutend mit einer Erwärmung der Struktur durch das Kühlfluid, was ein unphysikalisches Verhalten wäre.

Damit ist ein direkter Nachweis erbracht, dass sich in Kühlkanälen mit sehr hohem Aspektverhältnis eine thermische Schichtung ausbildet. Dies gilt sowohl für Wasserstoff als auch für Methan.

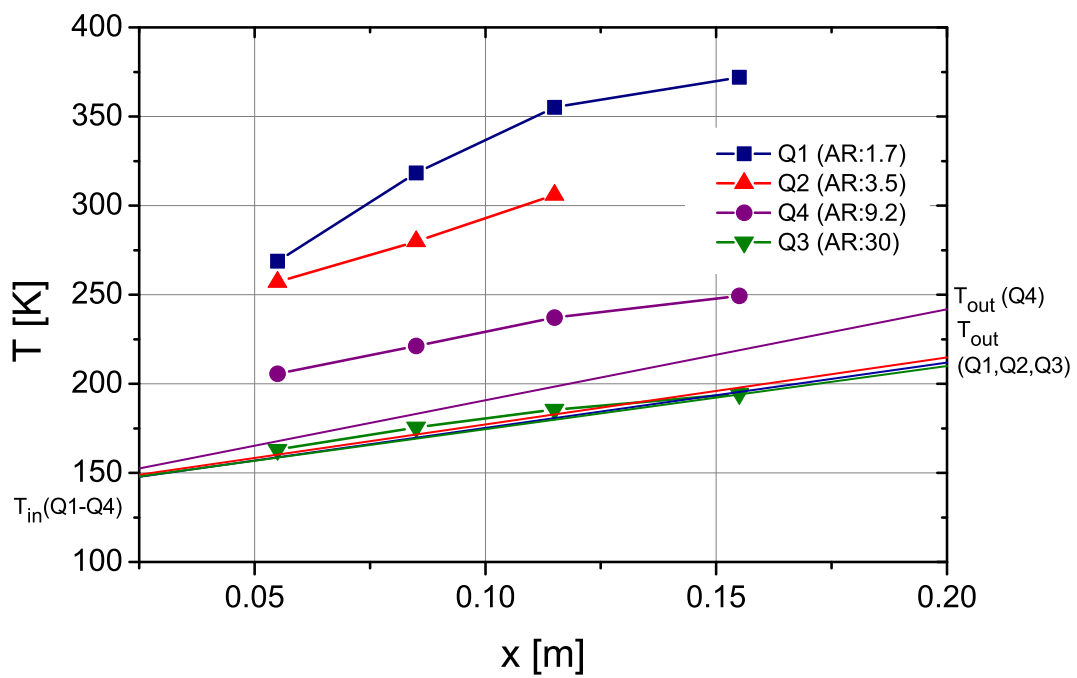
Der direkte Vergleich zeigt, dass die Differenz von Strukturtemperatur und mittlerer Fluidtemperatur für Wasserstoff größer ist und damit die thermische Schichtung bei der Kühlung mit Wasserstoff ausgeprägter ist als bei Methan. Dies spiegelt die Ergebnisse aus Abschnitt 8.5.2 wieder und wird durch numerische Simulationen in Abschnitt 9.4 bestätigt.

8.5.4 Druckverluste

Tabelle 8.4 listet die gemessenen Druckverluste für beide Testfälle und alle vier Quadranten auf. Der Druckverlust wurde mittels Differenzdrucksensor direkt über eine Länge von $L = 100 \text{ mm}$ bestimmt. Obwohl bei der Kühlung mit Wasserstoff nur etwa 1/3 des Massenstroms wie bei der Kühlung mit Methan verwendet wurde, ist der Druckverlust, aufgrund der geringeren Dichte und damit höheren Strömungsgeschwindigkeit, deutlich größer. Zwischen



(a) Wasserstoff



(b) Methan

Abbildung 8.11: Temperaturverlauf des wandfernsten Thermoelements T_5 für alle Kanalgeometrien.

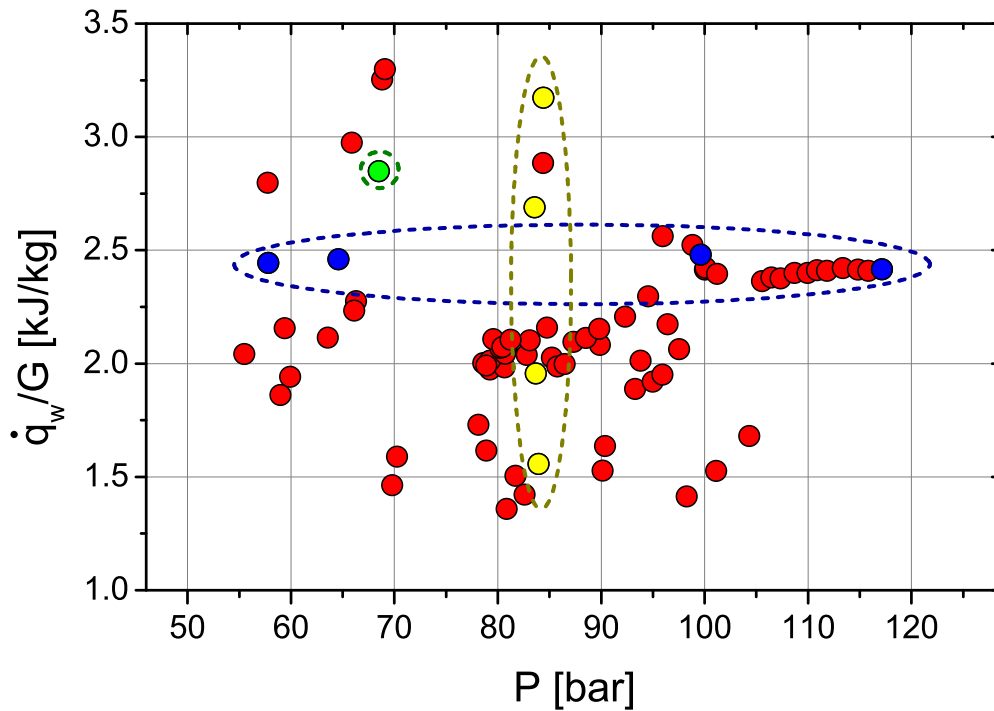


Abbildung 8.12: Testmatrix für die Analyse von HTD.

den einzelnen Aspektverhältnissen gibt es keinen eindeutigen Trend, was daran liegt, dass der Druckverlustbeiwert eines Kanals mit hohem Aspektverhältnis zwar größer ist als der eines Kanals mit niedrigem Aspektverhältnis, aber der Massenstrom durch einen einzelnen Kanal kleiner ist, da mehr Kanäle in die Struktur eingebracht wurden. Diese beiden Effekte spielen gegeneinander und so kommt es, dass Quadrant Q1, mit einem Aspektverhältnis von 1.7, und Q3, mit einem Aspektverhältnis von 30, beide die geringsten Druckverluste aufweisen.

8.6 Heat Transfer Deterioration

Der Effekt des *heat transfer deterioration*, bei dem der Wärmeübergang lokal gestört ist, wird im folgenden Abschnitt experimentell untersucht. Die wesentlichen Parameter, die zum Auftreten von HTD führen sind: Druck, Massenstrom und Wärmestromdichte. Diese Parameter konnten in der Testkampagne detailliert untersucht werden. Zusätzlich konnte das Aspektverhältnis als weiterer entscheidender Parameter identifiziert und ebenfalls ausgewertet werden. Wesentliche Teile dieses Abschnittes wurden bereits im *Journal of Propulsion and Power* [31] veröffentlicht.

Der HTD-Effekt wird mit dem Verhältnis von Wärmestromdichte und Massenstrom pro Querschnittsfläche $\frac{\dot{q}_w}{G}$, $G = \frac{\dot{m}}{A}$ untersucht. Dabei wurde die mittels der kalorimetrischen Methode bestimmte Wärmestromdichte verwendet. Dieses Verhältnis ist proportional zur Enthalpieerhöhung des Fluids und gibt an, wieviel Energie vom Fluid aufgenommen wird. Auf diese Weise wird die Kühlkanalströmung von den Bedingungen auf der Heißgasseite entkoppelt und kann getrennt analysiert werden. Damit ist es möglich Punkte mit verschiedenen Brennkammerdrücken direkt miteinander zu vergleichen. Abbildung 8.12 zeigt die entsprechende Testmatrix für Quadrant 1 (AR:1.7). In den folgenden beiden Abschnitten werden ausschließlich Werte für diesen Quadranten betrachtet.

Testfall	b1	b2	b3	b4	y1	y2	y3	y4	c1
P_{BK} [bar]	30.66	38.88	51.49	51.00	52.72	50.15	49.79	50.42	39.78
\dot{m}_{HARCC} $\left[\frac{kg}{s}\right]$	0.80	1.01	1.01	1.31	2.16	1.56	0.88	0.79	0.83
\dot{q}_w $\left[\frac{MW}{m^2}\right]$	9.22	11.30	12.15	13.77	14.46	15.11	11.92	12.47	11.09
$\dot{q}_w/G(Q1)$ $\left[\frac{kJ}{kg}\right]$	2.44	2.46	2.48	2.42	1.56	1.96	2.69	3.17	2.85
P_{ein} [bar]	60.52	69.20	102.64	120.84	92.61	90.50	85.99	88.23	71.71
P_{aus} [bar]	57.74	64.59	99.61	117.15	83.92	83.67	83.54	84.41	68.49
T_{ein} [K]	143.79	141.73	139.44	135.22	136.34	140.14	140.41	139.24	138.95

Tabelle 8.5: Randbedingungen für die ausgewerteten Testfälle.

In Abschnitt 8.6.1 werden die blauen Punkte, b1 bis b4, untersucht. Diese Punkte stellen Bedingungen mit gleichem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ bei verschiedenen Drücken im Kühlkanal dar. Der Einfluss des Verhältnisses $\frac{\dot{q}_w}{G}$ wird in Abschnitt 8.6.2 anhand der gelben Punkte in Abbildung 8.12, y1 bis y4, untersucht. Diese Punkte stellen Betriebsbedingungen gleichen Drucks bei variierendem $\frac{\dot{q}_w}{G}$ dar. In Abschnitt 8.6.3 wird schließlich ein Punkt, c1 (grüner Punkt in Abbildung 8.12) für alle Aspektverhältnisse ausgewertet und in Abschnitt 8.6.4 wird eine Gleichung hergeleitet, die das Auftreten von HTD für alle Testfälle beschreibt.

Die genauen Randbedingungen für alle untersuchten Punkte sind in Tabelle 8.5 zusammengefasst. Das Auftreten des HTD-Effekts wird durch ein Maximum der Heißgaswandtemperatur an der gleichen Stelle, an der der Wärmeübergangskoeffizient ein Minimum aufweist, nachgewiesen. Die Daten stammen aus der inversen Methode (3D). Für eine bessere Vergleichbarkeit sind in den Diagrammen nur die Temperaturen an den vier Messstellen eingezeichnet.

8.6.1 Einfluss des Drucks

Abbildung 8.13 zeigt die Heißgaswandtemperatur für Q1 bei einem konstanten Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G} \approx 2.45 \frac{kJ}{kg}$ und verschiedenen Drücken als Funktion der Kanallänge.

Es ist deutlich das Maximum der Temperatur und damit das Auftreten von HTD für Drücke unterhalb von $P \leq 70 \text{ bar}$ zu erkennen. Mit weiter sinkendem Druck verschiebt sich das Maximum zur linken Seite, was ein früheres Auftreten der Verschlechterung darstellt. Bei 60 bar (Testfall b1) tritt das Maximum bei $x = 0.1 \text{ m}$ im Kühlkanal auf. Dagegen liegt das Maximum im 70bar Fall bei $x = 0.125 \text{ m}$. Das bedeutet, dass obwohl die Heißgaswandtemperatur im 70 bar Fall höher ist, die Verschlechterung im 60 bar Fall stärker ausgeprägt ist. Bei noch höheren Drücken $P \geq 100 \text{ bar}$ ist kein Maximum mehr vorhanden, es liegt also *normaler* Wärmeübergang vor. Für diese Fälle ist die Heißgaswandtemperatur sehr ähnlich und die Kühlung unabhängig vom Druck.

Druck und damit die Nähe zum kritischen Punkt ist einer der wichtigsten Einflussfaktoren von HTD. Je geringer der Druck, desto schärfer ist die Trennung von *gasähnlich* und *flüssigähnlich* im Kühlkanal.

8.6.2 Einfluss des Verhältnisses $\frac{\dot{q}_w}{G}$

Neben dem Druck ist das Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ der zweite wesentliche Parameter um das Auftreten von HTD zu beschreiben. Abbildung 8.14 zeigt wieder die Heißgaswandtemperatur für

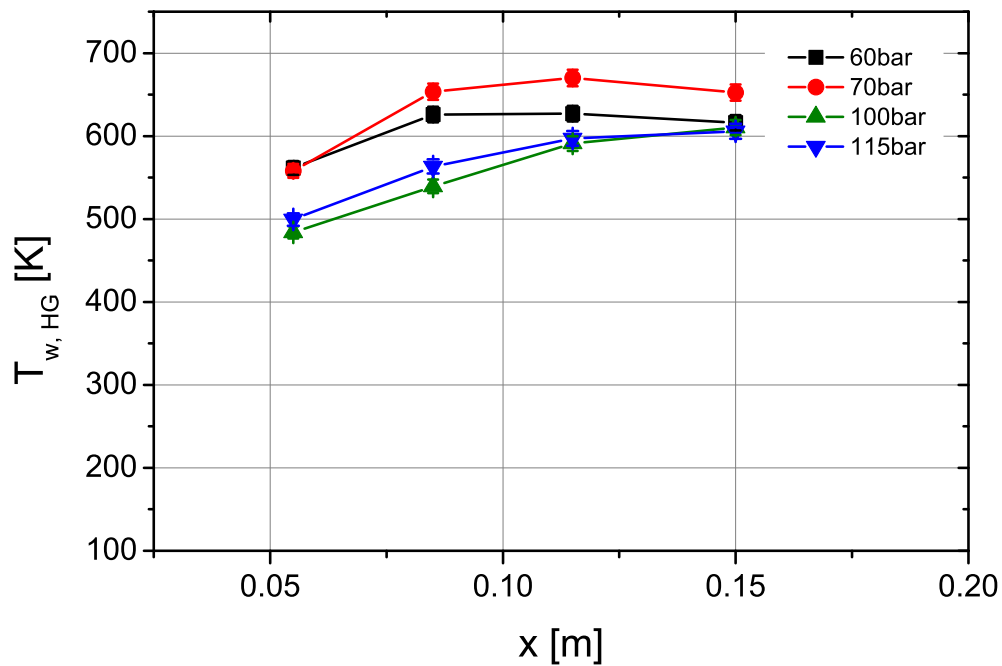


Abbildung 8.13: Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ und variierendem Druck.

Quadrant 1 in Abhängigkeit der Kanallänge. Der Druck im Kühlkanal bleibt bei einem konstanten Wert $P \approx 85 \text{ bar}$ und das Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ variiert zwischen $\frac{\dot{q}_w}{G} = 1.5 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ – $3.2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$. Für die Testfälle, in denen $\frac{\dot{q}_w}{G} \leq 2.0 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ ist, zeigt Abbildung 8.14 das Verhalten eines *normalen* Wärmeübergangs. Das heißt eine monoton steigende Wandtemperatur mit der Kanallänge und steigende Temperatur mit steigendem Wärmestrom pro Massenstrom. Wenn es zu HTD kommt, für die Testfälle in denen $\frac{\dot{q}_w}{G} \geq 2.6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$, ist ein Maximum der Wandtemperatur zu erkennen, das mit steigendem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ nach vorne wandert ($x = 0.125 \text{ m}$ für $\frac{\dot{q}_w}{G} = 2.6 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ verglichen mit $x = 0.095 \text{ m}$ für $\frac{\dot{q}_w}{G} = 3.2 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$). Je größer also das Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ wird, je mehr Wärme also vom Kühlfluid aufgenommen wird, desto größer ist der HTD-Effekt.

8.6.3 Einfluss des Aspektverhältnisses

Neben dem Druck und Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$, welches beides externe Parameter sind auf die bei der Gestaltung einer Regenerativkühlung nur bedingt Einfluss genommen werden kann, wurde auch das Aspektverhältnis als ein wesentlicher Parameter für das Auftreten von HTD identifiziert. In diesem Abschnitt wird ein einzelner Testfall ausgewertet, um den Einfluss des Aspektverhältnisses zu bestimmen.

Abbildung 8.15 zeigt die Heißgaswandtemperatur über die Kühlkanallänge für alle vier Quadranten. Man kann leicht sehen, dass für die Kanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 (AR:1.7) & Q2 (AR:3.5)) die Temperatur ein deutliches Maximum aufweist. Für den Quadrant Q4 (AR:9.2) ist das Maximum weniger ausgeprägt und für den Kanal mit dem höchsten Aspektverhältnis, Q3 (AR:30), zeigt die Wandtemperatur einen monotonen Anstieg und damit *normalen* Wärmeübergang. Ebenfalls zu erkennen ist ein Trend zu einem früheren Auftreten des Maximums mit sinkendem Aspektverhältnis.

Damit ist der HTD-Effekt umso größer je kleiner das Aspektverhältnis ist. Dieses Verhalten

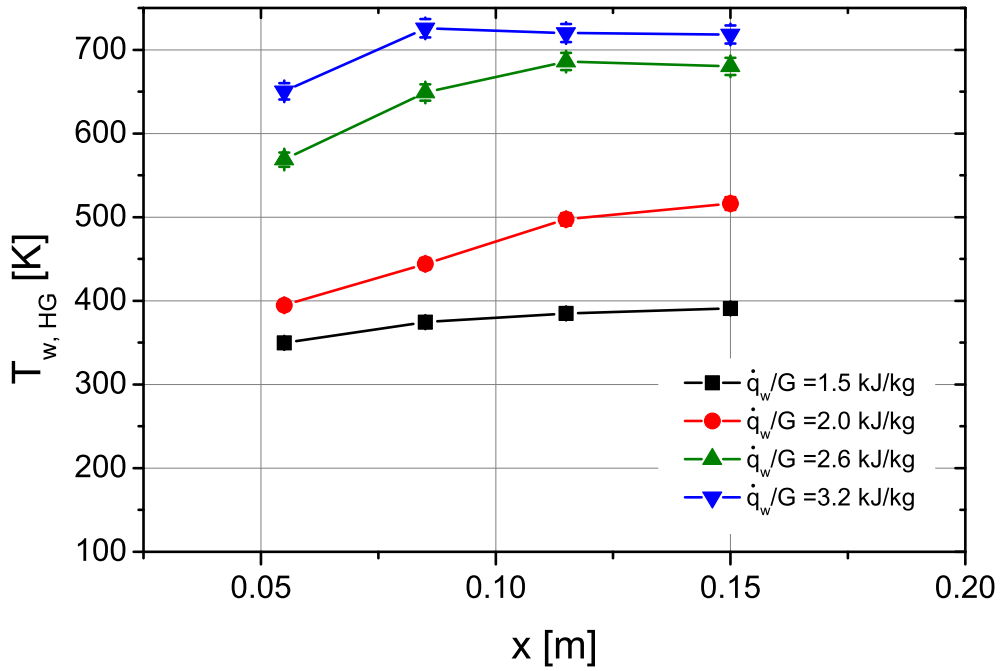


Abbildung 8.14: Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Druck und variierendem Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$.

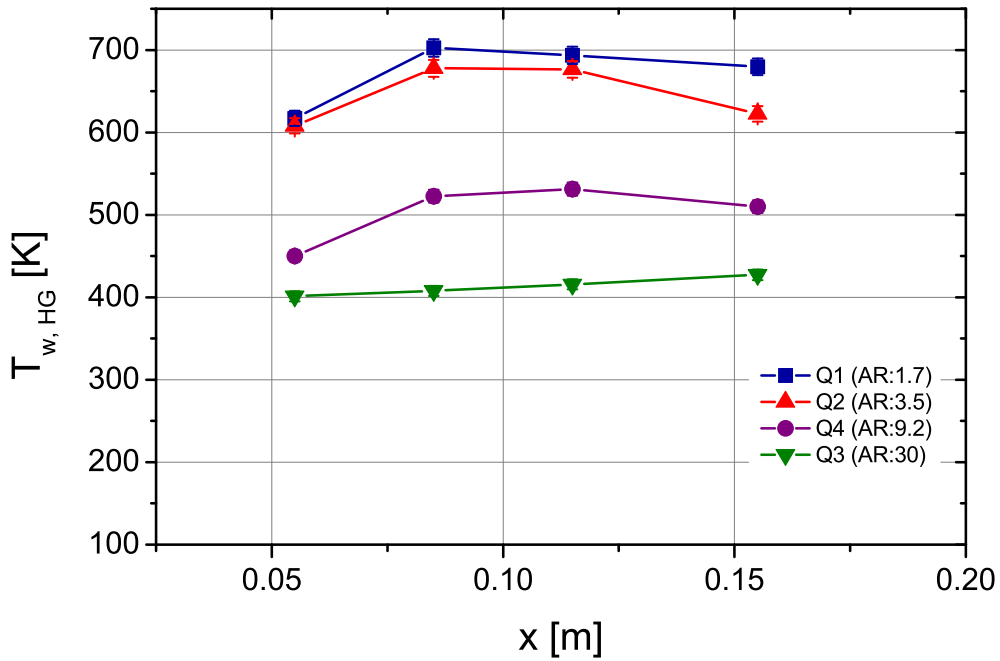


Abbildung 8.15: Heißgaswandtemperaturen bei konstantem Druck und $\frac{\dot{q}_w}{G}$ für die verschiedenen Quadranten.

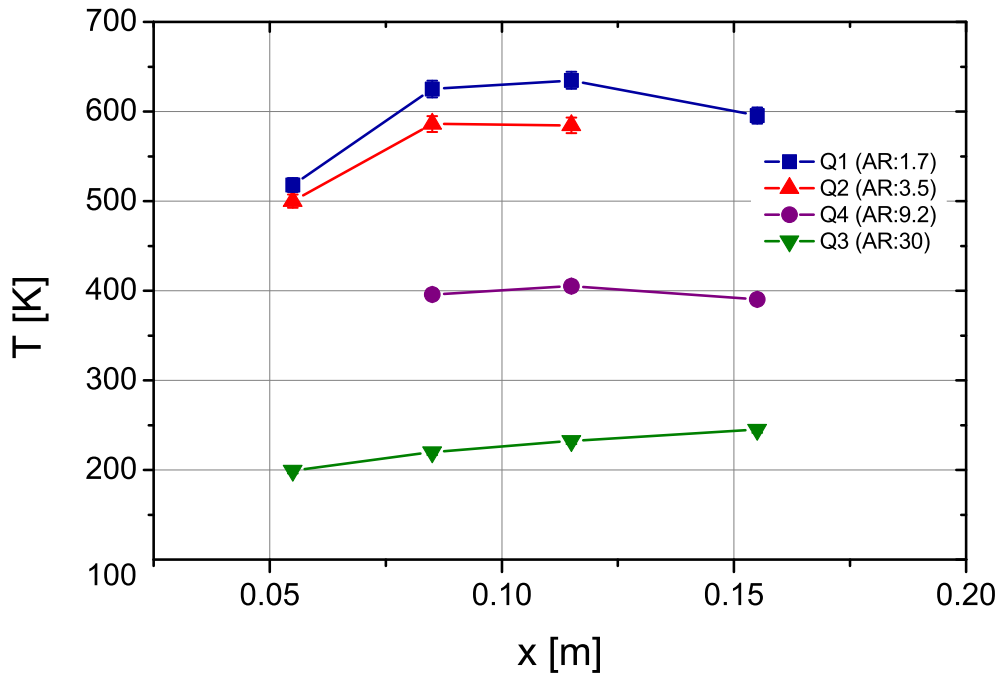


Abbildung 8.16: Strukturtemperatur T_5 bei konstantem Druck und $\frac{\dot{q}_w}{G}$ für die verschiedenen Quadranten.

ist bemerkenswert, da mit steigendem Aspektverhältnis mehr Kühlkanäle in die Brennkammerwand eingebracht sind und damit, bei gleichem Massenstrom pro Quadrant, weniger Massenstrom durch den einzelnen Kanal fließt und damit das Verhältnis $\frac{\dot{q}_w}{G}$ steigt.

Das beschriebene Verhalten kann auch in Abbildung 8.16 gesehen werden. Diese Abbildung zeigt die gemessenen Temperaturen an Messposition T_5 , die etwa 7.5 mm von der Heißgaswand entfernt ist. Es ist immer noch ein deutliches Maximum für die Kanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) zu sehen und ein verschwindendes Maximum für Q4. Messposition T_5 ist die von der Heißgaswand am weitesten entfernte Messposition und daher die kälteste Messstelle. Sie repräsentiert einen Punkt auf der anderen Seite der Kühlkanäle im Vergleich zur Heißgaswandtemperatur. Dieses Ergebnis zeigt, dass bei den Kanälen mit kleinem Aspektverhältnis die Verschlechterung an der Unter- und an der Oberseite des Kanals vorliegt und damit entsprechend auch an der Seite.

Der Wärmeeintrag erfolgt bei kleinen Aspektverhältnissen über den gesamten Umfang des Kanals. Die Überschreitung der Widom-Linie findet damit ebenfalls über den gesamten Kanalumfang statt. Im Gegensatz dazu führt die ausgeprägte thermische Schichtung bei hohen Aspektverhältnissen, die bereits in Abschnitt 8.5.3 behandelt wurde, dazu, dass die Widom-Linie im unteren Teil über die Breite des Kanals überschritten wird. Die Trennung von *gasähnlich* und *flüssigähnlich* findet nicht über den gesamten Umfang statt, sondern zwischen unterem und oberem Bereich des Kanals. Im oberen Teil des Kanals ist dann weiterhin *normaler* Wärmeübergang vorhanden.

Mit CFD-Simulationen, wie sie in Kapitel 9 beschrieben werden, kann dieser Verlauf qualitativ dargestellt werden. Abbildung 8.17 zeigt den direkten Vergleich von Quadrant 1 (AR:1.7) und Quadrant 3 (AR: 30) wenn es zu HTD kommt. Auf der linken Seite ist die Fluidtemperatur für beide Quadranten dargestellt, auf der rechten Seite die spezifische Wärmekapazität

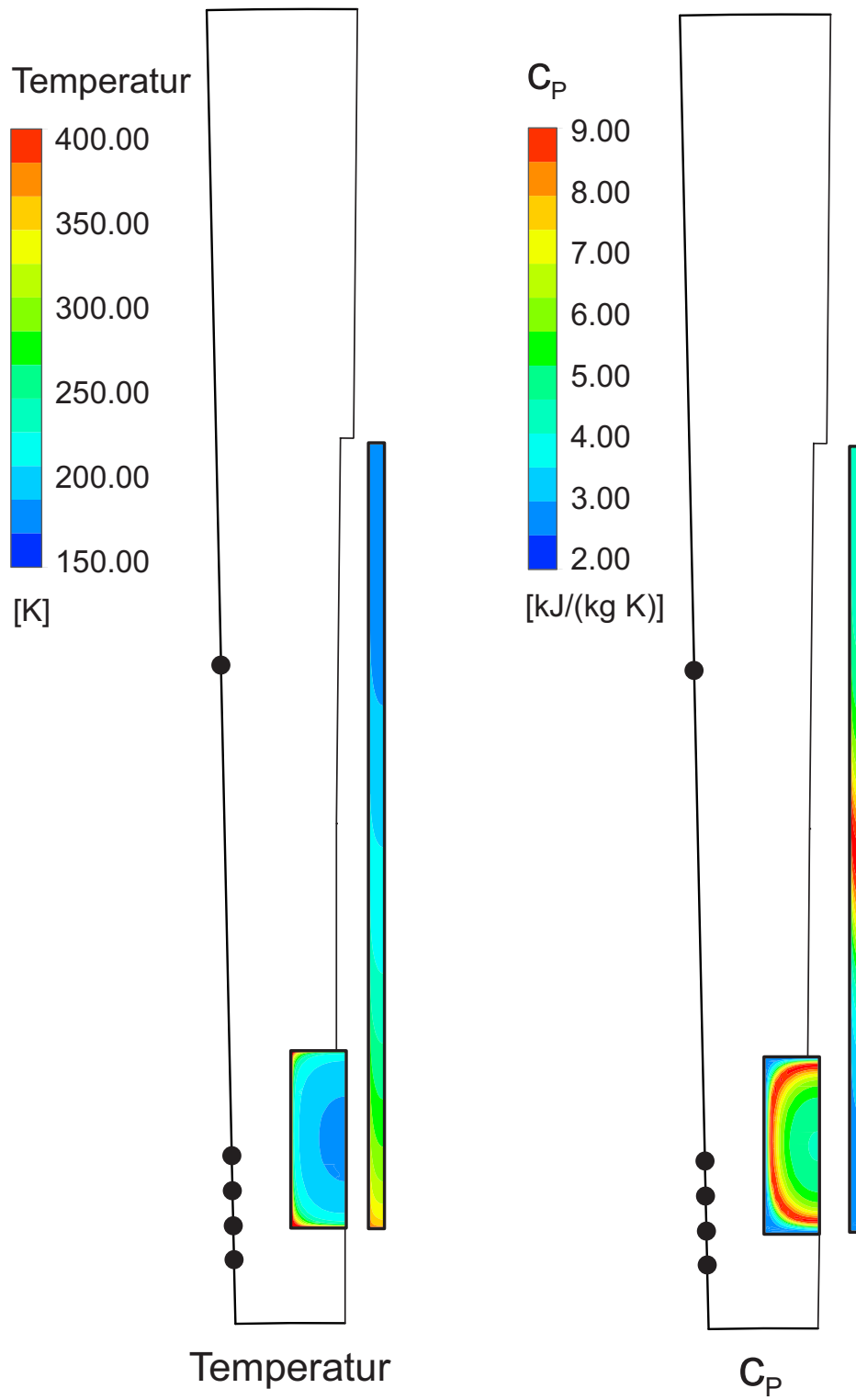


Abbildung 8.17: Thermische Schichtung und Einfluss auf HTD.

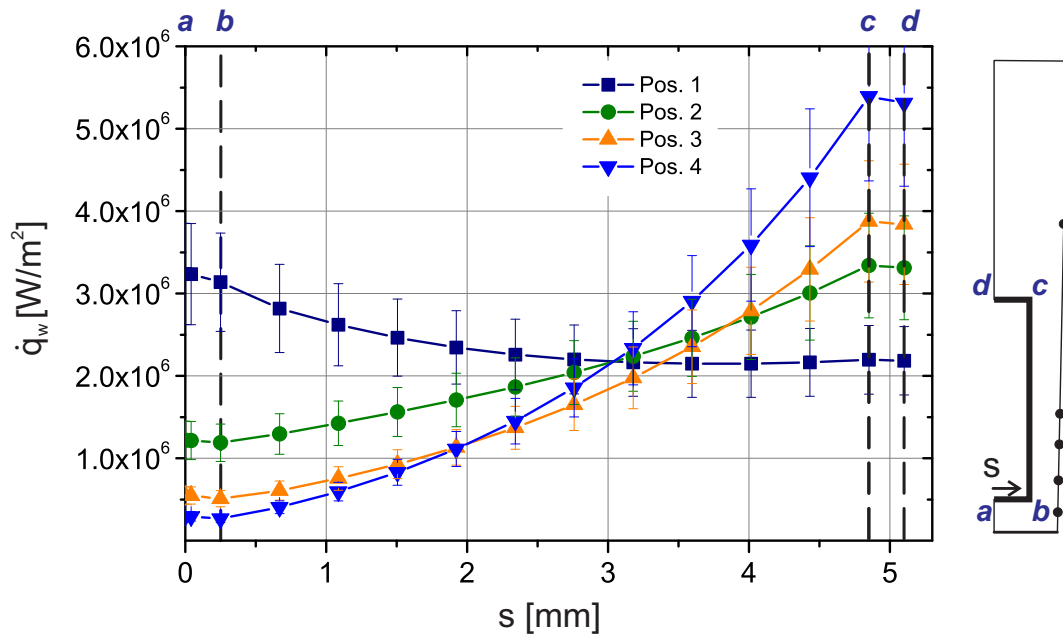


Abbildung 8.18: Verlauf des Wärmestroms über den Umfang bei Q4 (AR: 9.2) für alle 4 Messpositionen.

c_p . Aufgrund der thermischen Schichtung wird die Widom-Linie bei Quadrant 3 nicht wie bei Quadrant 1 in Umfangsrichtung überschritten sondern in radialer Richtung. Für Quadrant 1 teilt das Maximum der spezifischen Wärmekapazität den Kanal in einen *äußeren* und einen *inneren* Teil. Für Quadrant 3 wird der Kanal dagegen in einen *oberen* und einen *unteren* Bereich getrennt.

Diese Trennung in oberen und unteren Kanalbereich führt dazu, dass sich der Verlauf des übertragenen Wärmestroms umkehrt. Abbildung 8.18 zeigt den Verlauf des Wärmestroms entlang des Umfangs des Kanals für Quadrant Q4 (AR:9.2) für alle 4 Messpositionen. Solange kein HTD auftritt, zeigt sich der erwartete Verlauf eines abnehmenden Wärmestroms in Umfangsrichtung (Pos. 1). Wenn es zu HTD kommt, kehrt sich der Verlauf um (Pos. 2 - 4). Die Wärmemenge, die in den Kanal übertragen wird, steigt in radialer Richtung. Es wird kaum noch Wärme über den unteren Bereich des Kanals übertragen, dafür nimmt der obere Teil des Kanals, der nicht von HTD betroffen ist, mehr Wärme auf.

Dieses Verhalten zeigt, dass in Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis, HTD nur den Wärmeübergang im unteren Teil des Kanals stört und der obere Teil nicht beeinträchtigt wird.

8.6.4 Bedingungen für das Auftreten von HTD

Das Verhältnis von Wärmestromdichte und Massenstrom pro Fläche $\frac{\dot{q}_w}{G}$ wird in der Literatur als Indikator gesehen wann HTD auftritt [44, 113, 114]. Wenn das Verhältnis größer als ein Grenzwert $\left(\frac{\dot{q}_w}{G}\right) > \left(\frac{\dot{q}_w}{G}\right)_{tr}$ ist, wird angenommen, dass HTD auftritt.

Bei Urbano et al. [113] wird $\frac{\dot{q}_w}{G}$ als lineare Funktion des Einlassdrucks angenommen:

$$\left(\frac{\dot{q}_w}{G}\right)_{tr} = 43.2 \cdot 10^{-6} \cdot P_{ein} + 31.4 \quad (8.7)$$

mit $\left(\frac{\dot{q}_w}{G}\right)_{tr}$ in J/kg und P_{ein} in Pa .

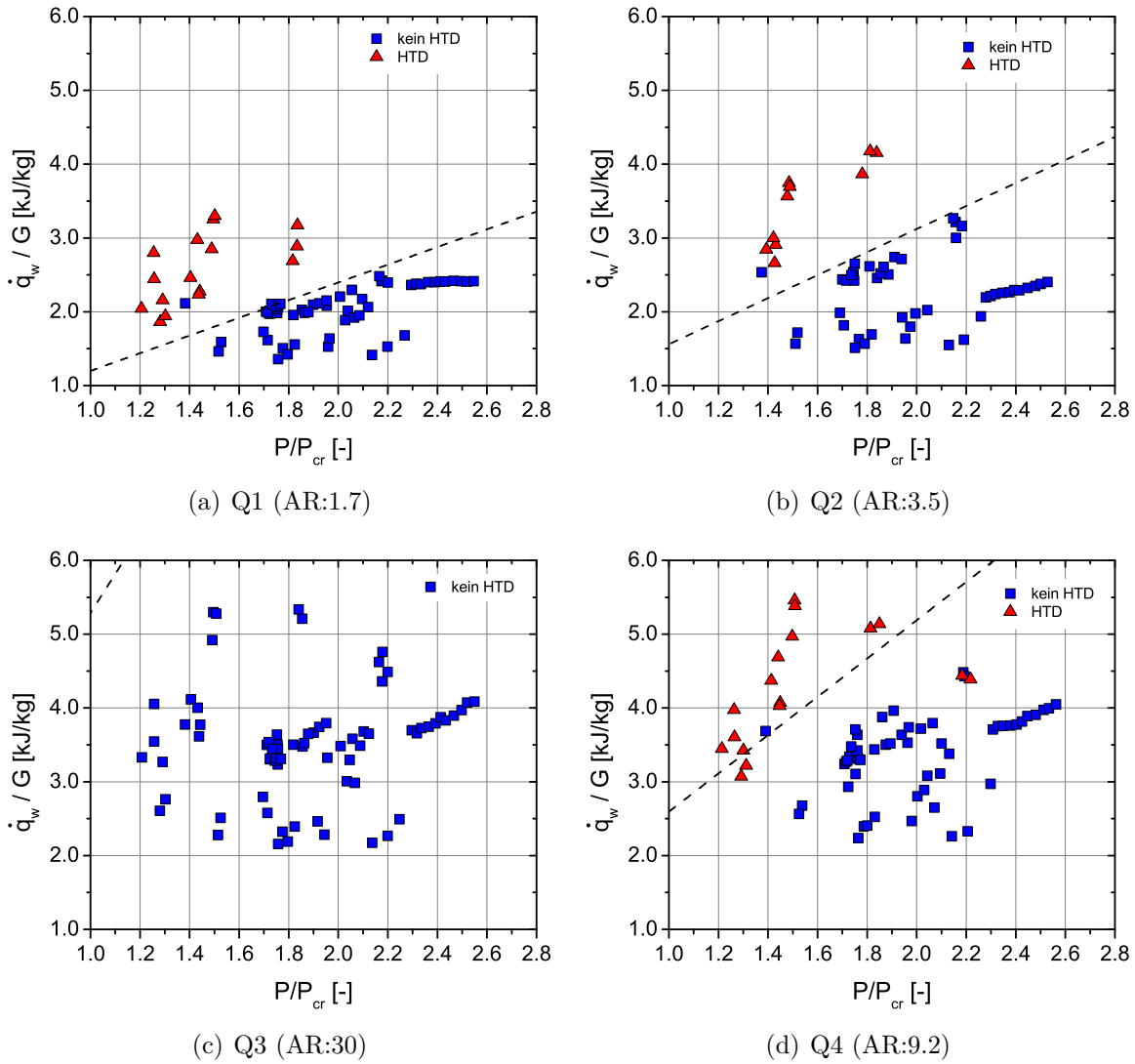


Abbildung 8.19: Testfälle für alle Quadranten, die zeigen ob HTD aufgetreten ist oder nicht.

Gleichung 8.7 wurde für einen glatten kreisförmigen Kanal hergeleitet, der in Umfangsrichtung elektrisch beheizt wurde. Im vorliegenden Fall handelt es sich um rechteckige Kanäle, die nur von einer Seite beheizt werden. Daher wird Gleichung 8.7 um das Verhältnis der kühlkanalseitigen Oberfläche zur heißgasseitigen Oberfläche, den Faktor $\frac{U}{L_{HG}}$, erweitert. Der Umfang der Kanäle ergibt sich aus Breite und Höhe zu: $U = 2 \cdot (h + b)$. Die entsprechende Länge auf der Heißgasseite ist abhängig vom Brennkammerdurchmesser und der Anzahl der Kanäle: $L_{HG} = \pi \cdot D_{BK}/n$. Bei einem gleichförmig beheizten Kanal kommt der Wärmeeintrag über den Kanalumfang in das Fluid. Daher ist die beheizte Fläche gleich der gekühlten Fläche und das Verhältnis 1. Basierend auf den experimentellen Daten konnte eine noch weiter vereinfachte Gleichung gefunden werden, die eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergibt:

$$\left(\frac{\dot{q}_w}{G}\right)_{tr} = 0.47 \left[\frac{kJ}{kg}\right] \frac{P_{ein}}{P_{cr}} \cdot \frac{U}{L_{HG}} \quad (8.8)$$

Abbildung 8.19 zeigt für alle Testfälle für alle Quadranten als Verhältnis von $\frac{\dot{q}_w}{G}$ über $\frac{P}{P_{cr}}$ ob HTD aufgetreten ist oder nicht. Gleichung 8.8 ist als gestrichelte Linie ebenfalls einge-

zeichnet. Mit Gleichung 8.8 können $> 96\%$ aller Testdaten korrekt dargestellt werden. Die Fälle in denen HTD auftritt liegen oberhalb, die Fälle in denen HTD nicht auftritt liegen unterhalb dieser Grenzfunktion.

8.7 Auswertung mittels Nußeltkorrelation

Für eine Auswertung aller Testdaten mit einer entsprechenden Korrelation werden die experimentell gewonnenen Daten in eine dimensionslose Nußeltzahl umgewandelt. Für die Auswertung mit Wasserstoff werden zusätzlich die Daten der HARCC-Kampagne von 2003 hinzugezogen.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_H}{\lambda} \quad (8.9)$$

mit d_H als hydraulischem Durchmesser.

Der Wärmeübergangskoeffizient α wird aus dem kalorimetrisch ermittelten Wärmestrom und der Heißgaswandtemperatur bestimmt:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_w}{T_{w,HG} - T_b} \cdot \frac{L_{HG}}{U} \quad (8.10)$$

Dabei ist T_b die mittlere Temperatur, die linear zwischen den gemessenen Ein- und Ausgangstemperaturen approximiert wird. Der Faktor $\frac{L_{HG}}{U}$ gibt das Verhältnis von Heißgasfläche zu Kühlkanalfläche an. Damit wird ein über die gesamte Kühlkanalquerschnittsfläche gemittelter Wärmestrom angenommen.

8.7.1 Ansatz von Dittus und Boelter

Wie in Abschnitt 5.2 bereits erwähnt, ist die Nußeltkorrelation mit der Dittus Boelter Korrelation eine der am weitesten verbreiteten Ansätze [21]:

$$Nu_{DittusBoelter} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (8.11)$$

Die Reynoldszahl ergibt sich mit dem hydraulischen Durchmesser d_H und dem spezifischen Massenstrom $G = \frac{\dot{m}}{A}$:

$$Re = \frac{G \cdot d_H}{\eta} \quad (8.12)$$

Die Prandtlzahl kann über die Formel 8.13 bestimmt werden.

$$Pr = \frac{c_p \cdot \eta}{\lambda} \quad (8.13)$$

Druck und Temperatur, bei der die Fluideigenschaften bestimmt werden, ergeben sich als lineare Approximation aus den Werten, die im Ein- und Auslasssammler gemessen wurden. Um den Einfluss der unterschiedlichen Aspektverhältnisse zu berücksichtigen, wurde die Korrelation von Dittus und Boelter um den Faktor a erweitert:

$$Nu_{corr} = a \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (8.14)$$

Der Faktor a wird für jedes Aspektverhältnis und für beide Kühlfluide, Wasserstoff und Methan, optimiert. Anschließend wird eine Gleichung in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses bestimmt:

$$a = (b \cdot e^{c \cdot AR} + d) \cdot \left(\frac{T_{w,HG}}{T_b}\right)^e \quad (8.15)$$

Tabelle 8.6 listet die Parameter b , c , d und e für Wasserstoff und Methan auf.

	b	c	d	e
Wasserstoff	0.0055	-0.2015	0.0052	0
Methan	0.0286	-0.0238	-0.0046	-1

Tabelle 8.6: Parameter für den Faktor $a = (b \cdot e^{c \cdot AR} + d) \cdot \left(\frac{T_{w,HG}}{T_b}\right)^e$ für Wasserstoff und Methan.

Anders als bei der Kühlung mit Wasserstoff, bei der $e = 0$ ist, ist bei der Betrachtung von Methan als Kühlmedium das Verhältnis von Heißgaswandtemperatur $T_{w,HG}$ und mittlerer Fluidtemperatur T_b von gesteigerter Bedeutung. Um eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zu erhalten ist eine Erweiterung um den Faktor $\left(\frac{T_{w,HG}}{T_f}\right)^e$ unerlässlich.

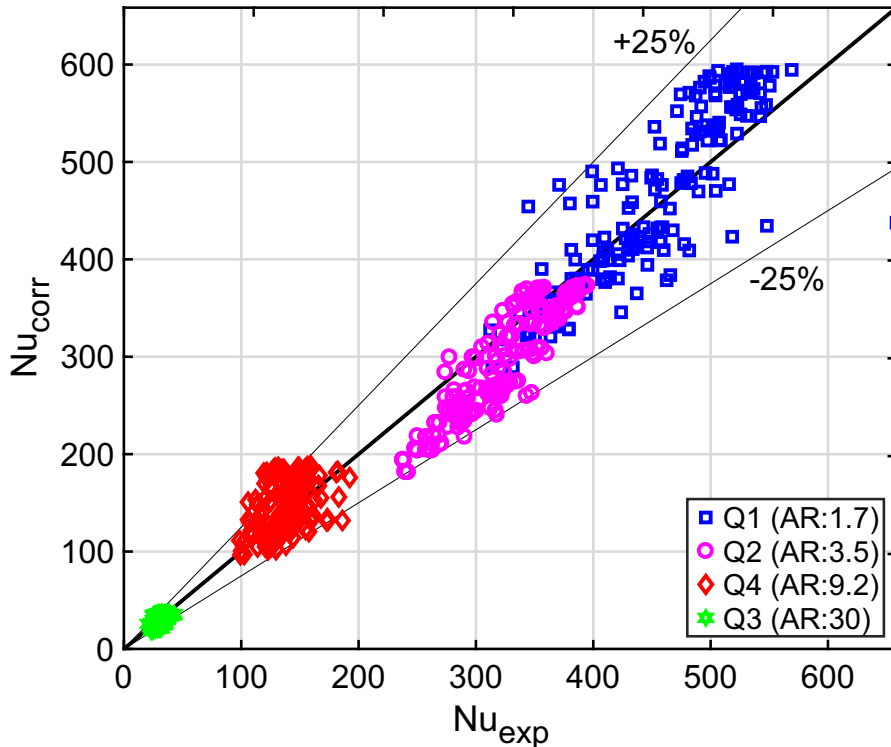


Abbildung 8.20: Vergleich der gefundenen Korrelation zu den experimentell ermittelten Werten (Wasserstoff).

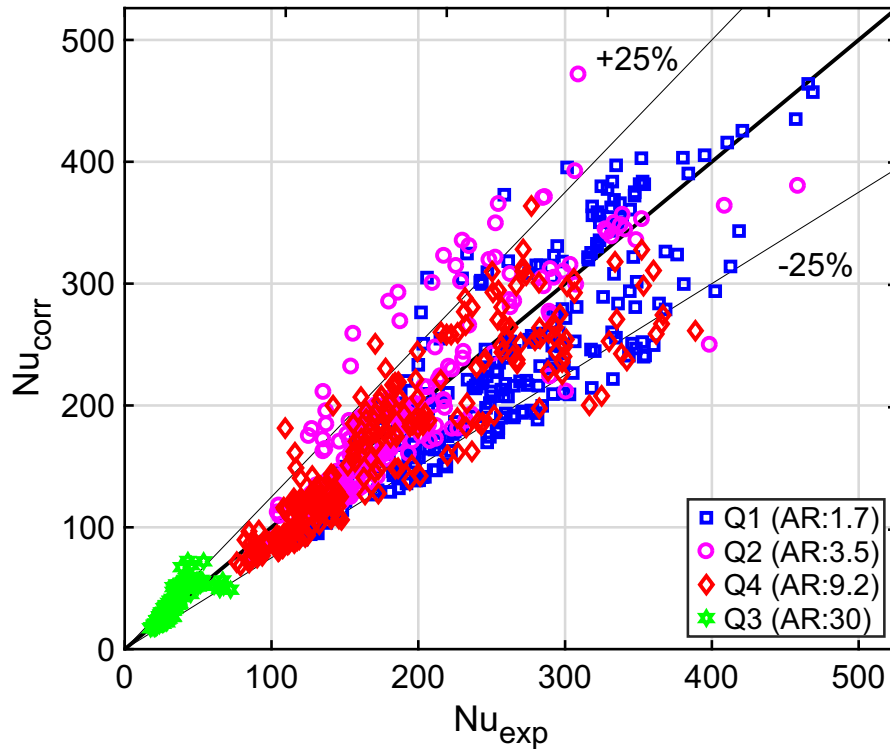


Abbildung 8.21: Vergleich der gefundenen Korrelation zu den experimentell ermittelten Werten (Methan).

Abbildungen 8.20 und 8.21 zeigen den Vergleich der ermittelten Korrelation mit den experimentellen Daten. Zum besseren Vergleich sind die Linie perfekter Übereinstimmung sowie Linien mit $\pm 25\%$ Abweichungen ebenfalls eingezeichnet. Für Wasserstoff (Abb. 8.20) ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung für alle 4 Quadranten. Insgesamt liegen mehr als 97 % der Testpunkte innerhalb von $\pm 25\%$ Abweichung. Für Methan (Abb. 8.21) ist die Übereinstimmung immer noch sehr gut, es liegen mehr als 85 % innerhalb der $\pm 25\%$ Abweichung. Allerdings ist die Übereinstimmung noch erkennbar schlechter als für Wasserstoff.

Die Abweichung der gefundenen Nußeltkorrelation zu den experimentellen Daten kann in folgender Weise ausgedrückt werden:

$$F = \frac{(Nu - Nu_{exp})}{Nu_{exp}} \cdot 100 \quad (8.16)$$

Abweichungen ergeben sich durch:

- Streuung der experimentellen Daten
- Rechteckform der Kühlkanäle
- Einseitiger Wärmeeintrag in den Kühlkanal
- Rauheit der Kühlkanäle
- Einfluss der Nähe zum kritischen Punkt

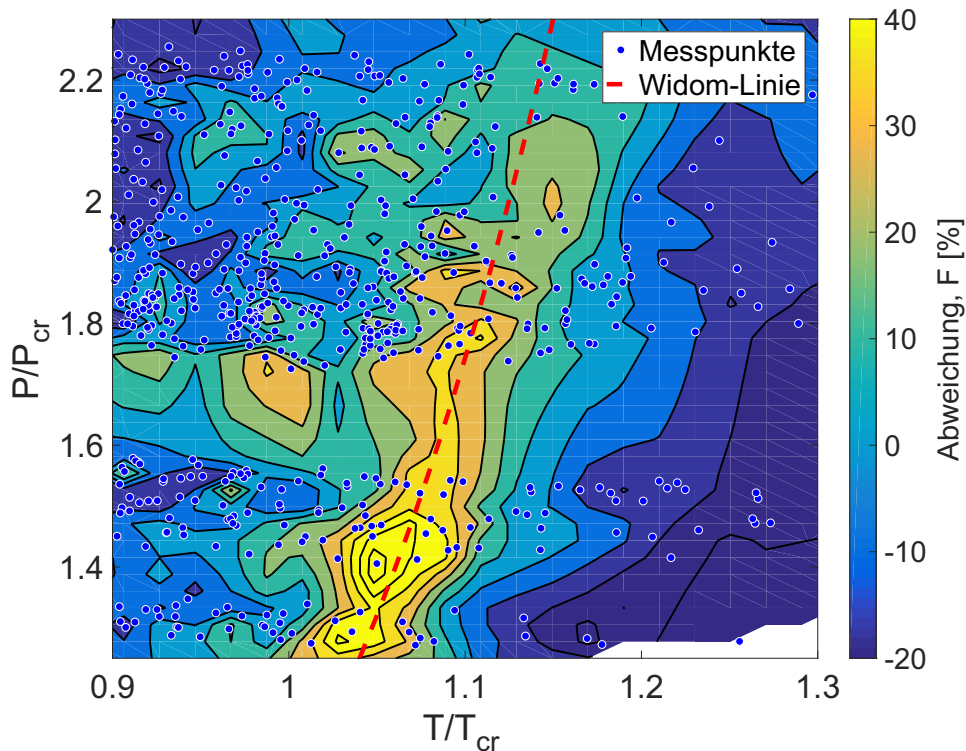


Abbildung 8.22: Abweichung der gefundenen Nußeltkorrelation zu den experimentellen Werten in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur und des reduzierten Drucks (Methan).

Insbesondere der letzte Punkt ist bei der Betrachtung von Methan als Kühlfluid von besonderer Bedeutung. Abbildung 8.22 zeigt die Abweichung zu den experimentellen Daten in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur und des reduzierten Drucks. Zusätzlich ist der Verlauf der Widom-Linie eingezeichnet.

Es ist ersichtlich, dass die Abweichung mit der Nähe zum kritischen Punkt deutlich zunimmt und die Korrelation in diesem Bereich die experimentellen Werte überschätzt. Der Verlauf der maximalen Abweichung folgt dem Verlauf der Widom-Linie. Die maximalen Änderungen der Fluideigenschaften finden an dieser Stelle statt. Dieser qualitative Verlauf ist für alle Quadranten gleich. Das ist insofern bemerkenswert, da die Abweichung der Nußeltkorrelation damit unabhängig vom Auftreten von HTD ist, das bei dem sehr hohen Aspektverhältnis von Quadrant 3 (AR:30) nicht beobachtet werden konnte. Damit ist die Abweichung der Nußeltkorrelation nicht indirekt auf dieses Phänomen zurückzuführen sondern ein allgemeiner Effekt in der Nähe des kritischen Punktes.

8.8 Fazit

Das durchgeführte Brennkammerexperiment erfüllt alle Anforderungen hinsichtlich Stabilität und Wiederholbarkeit. Die gewonnenen Daten sind repräsentativ für Raketentriebwerke, die mit Wasserstoff bzw. Methan gekühlt werden. Für Methan konnte eine breite Datenbasis insbesondere im transkritischen Bereich gewonnen werden, was für Untersuchungen bei Raketentriebwerken ein Alleinstellungsmerkmal darstellt.

Der 3D-Ansatz der inversen Methode konnte für beide Fluide erfolgreich angewendet werden und zeigt im Vergleich mit der kalorimetrischen Methode zufriedenstellend geringe Abweichungen.

Der direkte Vergleich von Methan und Wasserstoff zeigt geringere Wärmestromdichten und höhere Heißgaswandtemperaturen für Methan. Allerdings ist die Temperaturdifferenz innerhalb der Struktur geringer was zu kleineren thermischen Spannungen führt. Die thermische Schichtung bei hohen Aspektverhältnissen tritt für beide Fluide auf. Für Methan ist sie allerdings deutlich weniger ausgeprägt, was zu einem gleichmäßiger über den Umfang verteilten Wärmestrom führt. Insgesamt ist der Einfluss der thermischen Schichtung auf die Heißgaswandtemperatur gering.

Der HTD-Effekt konnte ausführlich untersucht und alle wesentlichen Parameter identifiziert werden. HTD tritt bei geringen Drücken und hohen Werten für $\frac{\dot{q}_w}{G}$ auf. Außerdem haben die Ergebnisse gezeigt, das HTD vor allem in Kühlkanälen mit kleinen Aspektverhältnissen auftritt. Die große Oberfläche und die thermische Schichtung bei hohen Aspektverhältnissen verhindern den Effekt. Eine einfache Formel, die alle drei Einflussfaktoren berücksichtigt, sagt für $> 96\%$ aller Testpunkte das Auftreten von HTD erfolgreich voraus.

Für beide Fluide konnte eine Nußeltkorrelation der Form $Nu = C(AR) \cdot Re^{0.8} Pr^{0.4}$ entwickelt werden, die die experimentellen Werte gut abbildet. Bei Methan ist diese Auswertung allerdings stark von der Nähe zum kritischen Punkt bzw. zur Widom-Linie abhängig und zeigt in diesem Bereich die größten Abweichungen.

9 Numerische Simulationen

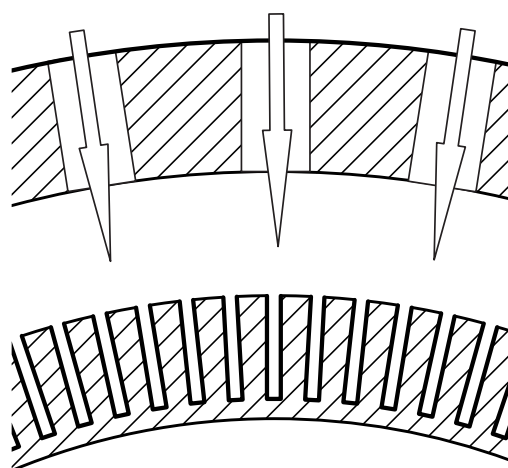
Abschließend werden im folgenden Kapitel gekoppelte Struktur-/Strömungssimulationen vorgestellt, die die experimentellen Ergebnisse des vorangegangenen Kapitels untermauern und erweitern sollen.

Zu Beginn wird der Aufbau der Simulationen vorgestellt: die Geometrie, das Gitter, die Stoffdaten und die verwendeten Randbedingungen. Anschließend werden die Ergebnisse für die Testfälle von Wasserstoff und Methan, die bereits in Abschnitt 8.5 experimentell ausgewertet wurden, analysiert. Besonderes Augenmerk ist dabei die thermische Schichtung und deren Auswirkungen auf den Wärmeübergang. Den Abschluss des Kapitels bildet eine kritische Betrachtung der Grenzen der numerischen Simulationen wenn es zu HTD kommt.

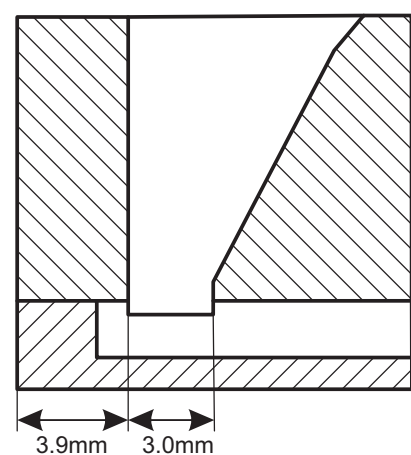
9.1 Aufbau der Simulationen

Die Simulationen wurden mit der kommerziellen Software *ANSYS CFX 18.0* durchgeführt und basieren damit auf den Reynolds-gemittelten Erhaltungsgleichungen, die in Abschnitt 4.2.1 vorgestellt wurden. Als Turbulenzmodell wird das SST-Turbulenzmodell verwendet [59], das sich bereits für die Simulation vom Wärmeübergang in Kühlkanalströmungen bewährt hat [27, 112].

Die Randbedingungen für die numerischen Simulationen richten sich nach den durchgeführten Experimenten. Betrachtet werden nur stationäre Zustände.



(a) Einlaufsammler für die Kanäle



(b) Modellierung des Einlaufsammlers für einen Kanal

Abbildung 9.1: Die Geometrie des Einlaufsammlers.

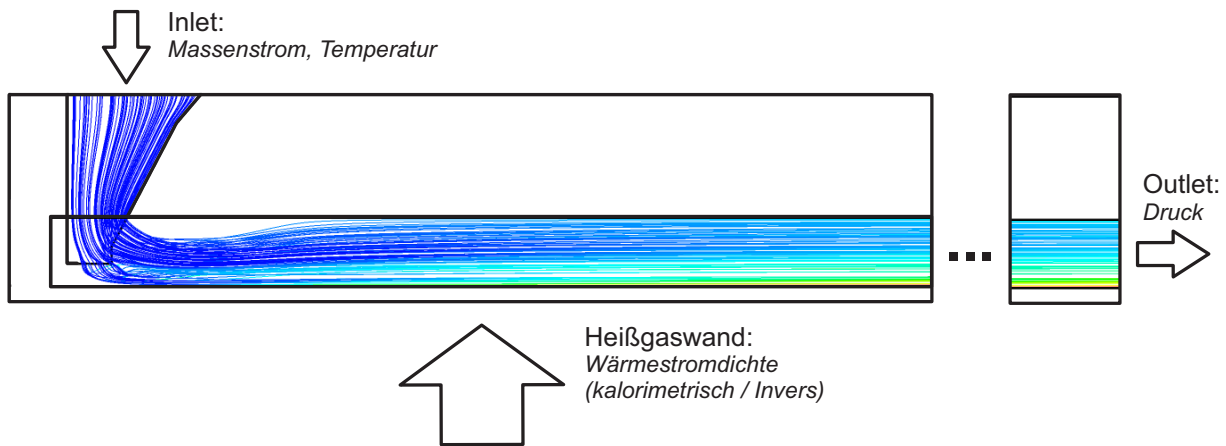


Abbildung 9.2: Die verwendete Geometrie mit den angenommenen Randbedingungen.

9.1.1 Geometrie

Aus Symmetriegründen wird jeweils nur ein halber Kanal simuliert. Die ersten 3.9 mm des Kanals sind ungekühlt. Anschließend wird die Strömung am Einlass um 90° umgelenkt. Quer zur Hauptströmungsrichtung verjüngt sich der Einlass konstruktionsbedingt auf die Breite des Kanals. Abbildung 9.1 zeigt die Geometrie des Einlaufsammlers schematisch. Die Umlenkung im Auslass hat keinen Einfluss auf die Kanalströmung mehr und wird vernachlässigt. Die Geometrie mit den verwendeten Randbedingungen ist für Quadrant 4 in Abbildung 9.2 skizziert. Es werden sowohl die Kanäle mit idealer Rechteckform betrachtet (Tabelle 6.2) als auch die Kanäle mit der real gemessenen Kontur (Abb. 6.11).

9.1.2 Gitter

Das Rechengitter wird mit dem Programm *ANSYS ICEM 18.0* erstellt. Das Gitter ist über die gesamte Geometrie strukturiert und an den Rändern des Kanals verfeinert, sodass sich ein y^+ -Wert von $y^+ \approx 1$ ergibt. Eine detailliertere Gitterstudie befindet sich im Anhang.

9.1.3 Stoffdaten

Wie in Kapitel 3 bereits erläutert, sind die physikalischen Eigenschaften der betrachteten Fluide stark abhängig von Druck und Temperatur. Aus diesem Grund werden die Fluide in der Simulation nicht als ideale Gase betrachtet, sondern es wird eine Realgas-Tabelle erzeugt, in der für jede Kombination aus Druck und Temperatur die physikalischen Werte hinterlegt sind. Die Werte sind mithilfe des Programms REFPROP 9.1 aus den Publikationen [100] für Methan und [48] für Wasserstoff entnommen. Die Temperatur- und Druckbereiche decken den gesamten Messbereich ab.

Die Materialeigenschaften der verwendeten Kupferlegierung, insbesondere die Wärmeleitfähigkeit, wurden temperaturabhängig bestimmt und werden entsprechend vorgegeben. Abbildung 9.3 zeigt die gemessene Wärmeleitfähigkeit und die angenäherte Funktion. Oberhalb von 300 K wird von einer konstanten Wärmeleitfähigkeit von $\lambda(T > 300\text{ K}) = 350 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ ausgegangen. Zwischen 50 K und 300 K wird linear zwischen den Werten $\lambda(50\text{ K}) = 250 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ und $\lambda(300\text{ K}) = 350 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ interpoliert. Temperaturen unter 50 K kommen im Experiment nicht vor, deshalb wird dieser Bereich nicht weiter betrachtet.

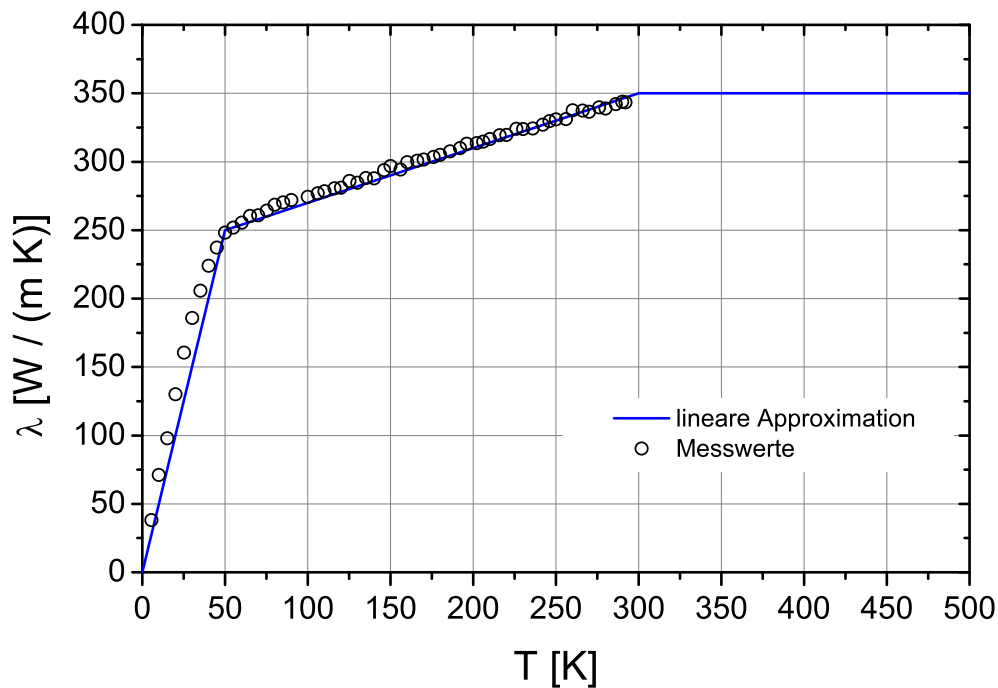


Abbildung 9.3: Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Temperatur der verwendeten Kupferlegierung (nach [74]).

9.1.4 Randbedingungen

Am Einlass wird der gemessene Massenstrom bei der im Einlasssammler gemessenen Temperatur vorgegeben. Dabei wird angenommen, dass sich der Massenstrom gleichmäßig auf alle Kanäle des jeweiligen Quadranten verteilt. Am Auslass wird der gemessene Druck im Auslasssammler vorgegeben.

An der Heißgasseite werden zwei Ansätze betrachtet:

1. Konstante Wärmestromdichte über die gesamte Länge, basierend auf der kalorimetrischen Methode
2. Linearer Verlauf der Wärmestromdichte in axialer Richtung, basierend auf der inversen Methode (3D)

Die Stirnseite, die Fläche, die Kontakt mit dem Standardsegment hat, wird als adiabat angenommen. Die Brennkammerkonfigurationen (siehe auch Abschnitt 6.3.1) sind so gewählt, dass ein axialer Wärmestrom zwischen den Segmenten vernachlässigt werden kann. Die Rauheit im Kühlkanal wurde, basierend auf den Vergleichsmessungen an den Probestücken der aufgeschnittenen Brennkammer (siehe Abschnitt 6.3) für alle Quadranten mit $k_s = 1 \mu\text{m}$ äquivalente Sandkornrauheit angenommen.

Simuliert wurde jeweils der Testfall aus Abschnitt 8.5 für Wasserstoff und Methan. Die Randbedingungen für die Simulationen sind in Tabelle 9.1 für Wasserstoff und 9.3 für Methan zusammengefasst.

Für die Simulationen mit konstanter Wärmestromdichte wird die ideale Geometrie betrachtet. Bei den Simulationen mit linearer Wärmestromdichte wird sowohl die ideale als auch die reale Geometrie verwendet.

	Q1	Q2	Q3	Q4
$\dot{m} \left[\frac{g}{s} \cdot \frac{1}{Kanal} \right]$	7.5	5.5	4.1	4.4
$T_{ein} [K]$	63.5	65.8	65.0	66.0
$P_{aus} [bar]$	155.3	155.7	154.5	155.6
$\dot{q}_w(kalorimetrisch) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	26.3	22.7	16.7	21.5
$\dot{q}_{w,ein}(invers) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	20.1	21.5	17.0	23.0
$\dot{q}_{w,aus}(invers) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	25.2	18.4	16.4	16.5

Tabelle 9.1: Randbedingungen für die Simulationen mit Wasserstoff.

	$dP_{Experiment}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,kalo}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,invers}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,invers,real}$ [bar/100 mm]
Q1 (AR:1.7)	2.67	3.07	2.80	3.30
Q2 (AR:3.5)	2.91	2.36	2.23	2.65
Q4 (AR:9.2)	2.83	2.08	2.05	2.06
Q3 (AR:30)	2.27	1.90	1.90	1.36

Tabelle 9.2: Vergleich der simulierten Druckverluste mit den Werten der Differenzdrucksensoren (Wasserstoff).

9.2 Simulationen mit Wasserstoff

Abbildung 9.4 zeigt den Verlauf der Heißgaswandtemperaturen für die drei betrachteten Fälle. Zum Vergleich sind die experimentell ermittelten Heißgaswandtemperaturen für die vier Messpositionen eingezeichnet. Für alle Quadranten ergibt sich direkt zu Beginn der Kanäle eine Temperaturspitze, die sehr schnell sinkt und bei etwa $x = 15 \text{ mm}$ ein Minimum aufweist. Anschließend folgt ein Anstieg der Temperatur und ein Verlauf mit annähernd konstanter Steigung ab etwa $x = 0.05 \text{ m}$ bis zum Ende der Kanäle. Dieser Verlauf liegt an den ungekühlten ersten 3 mm des Kanals, gefolgt von der Umlenkung um 90° vom Sammler in den Kanal. Diese Einlaufeffekte haben noch einen Einfluss bis zur ersten Messstelle. Anschließend ist kein Einfluss auf den Verlauf der Heißgaswandtemperatur mehr zu erkennen.

Die Simulationen mit konstanter Wärmestromdichte zeigen insgesamt eine höhere Steigung der Temperatur in axialer Richtung. Das liegt daran, dass die Wärmestromdichte, die mit der inversen Methode bestimmt wurde, mit Ausnahme von Quadrant 1, über die Länge des Kanals abnimmt. Daraus resultiert eine geringere Steigung der Heißgaswandtemperatur im Vergleich zu Simulationen mit konstanter Wärmestromdichte.

Aufgrund des reduzierten Wärmeübergangs bei der thermischen Schichtung ist die Steigung der Heißgaswandtemperatur größer, je ausgeprägter die Schichtung ist [124]. Das bedeutet für die vorliegenden Geometrien einen größeren Anstieg mit steigendem Aspektverhältnis. Dieses Verhalten kann in den Ergebnissen der Simulationen mit konstanter Wärmestromdichte gesehen werden. Je größer das Aspektverhältnis, desto größer der Temperaturanstieg zwischen $x = 0.05 \text{ m}$ und $x = 0.2 \text{ m}$. In den Simulationen mit linearem Verlauf der Wärmestromdichte ist der Einfluss der thermischen Schichtung dagegen nicht mehr zu erkennen. Der Einfluss der thermischen Schichtung auf die Heißgaswandtemperatur ist also im Vergleich zu

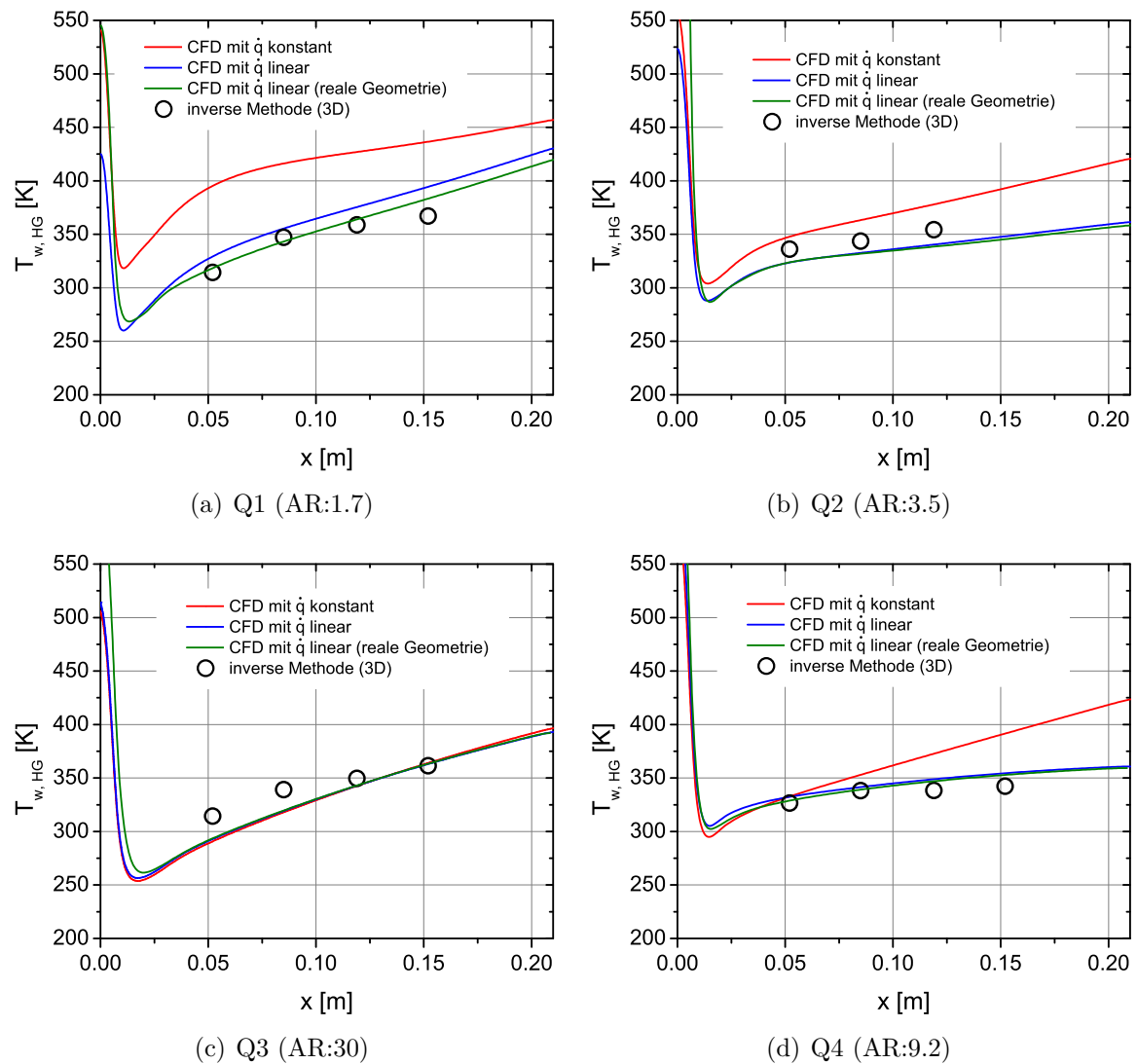


Abbildung 9.4: Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Wasserstoff. Ergebnisse der Simulationen mit konstantem und linearem Verlauf der Wärmestromdichte.

den weiteren Einflussfaktoren klein.

Der Vergleich von Simulationen mit ideal rechteckiger Form und real gemessener Kontur (blaue und grüne Linie) zeigen nahezu perfekte Übereinstimmung für alle Quadranten. Der Einfluss der realen Geometrie kann damit vernachlässigt werden.

Der direkte Vergleich der gemessenen und der mit linearem Verlauf der Wärmestromdichte simulierten Temperaturen ist in Abbildung 9.5 dargestellt. Für jeden Quadranten sind alle gemessenen Temperaturpunkte aufgetragen. Im direkten Vergleich sind ebenfalls die simulierten Strukturtemperaturen an denselben Positionen dargestellt. Für eine etwas bessere Übersichtlichkeit sind größere Abweichungen in rot eingezeichnet. Für die Kanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) treten die größten Abweichungen im wandfernen Bereich auf, wohingegen bei den Kanälen mit hohem Aspektverhältnis (Q3 & Q4) dieser Bereich sehr gut getroffen wird und etwas größere Abweichungen nur bei Messungen nahe der Heißgaswand auftreten. In allen Fällen sinken die Abweichungen mit der Kanallänge. Die Strukturtemperaturen werden damit ähnlich genau getroffen wie die Heißgaswandtemperatur.

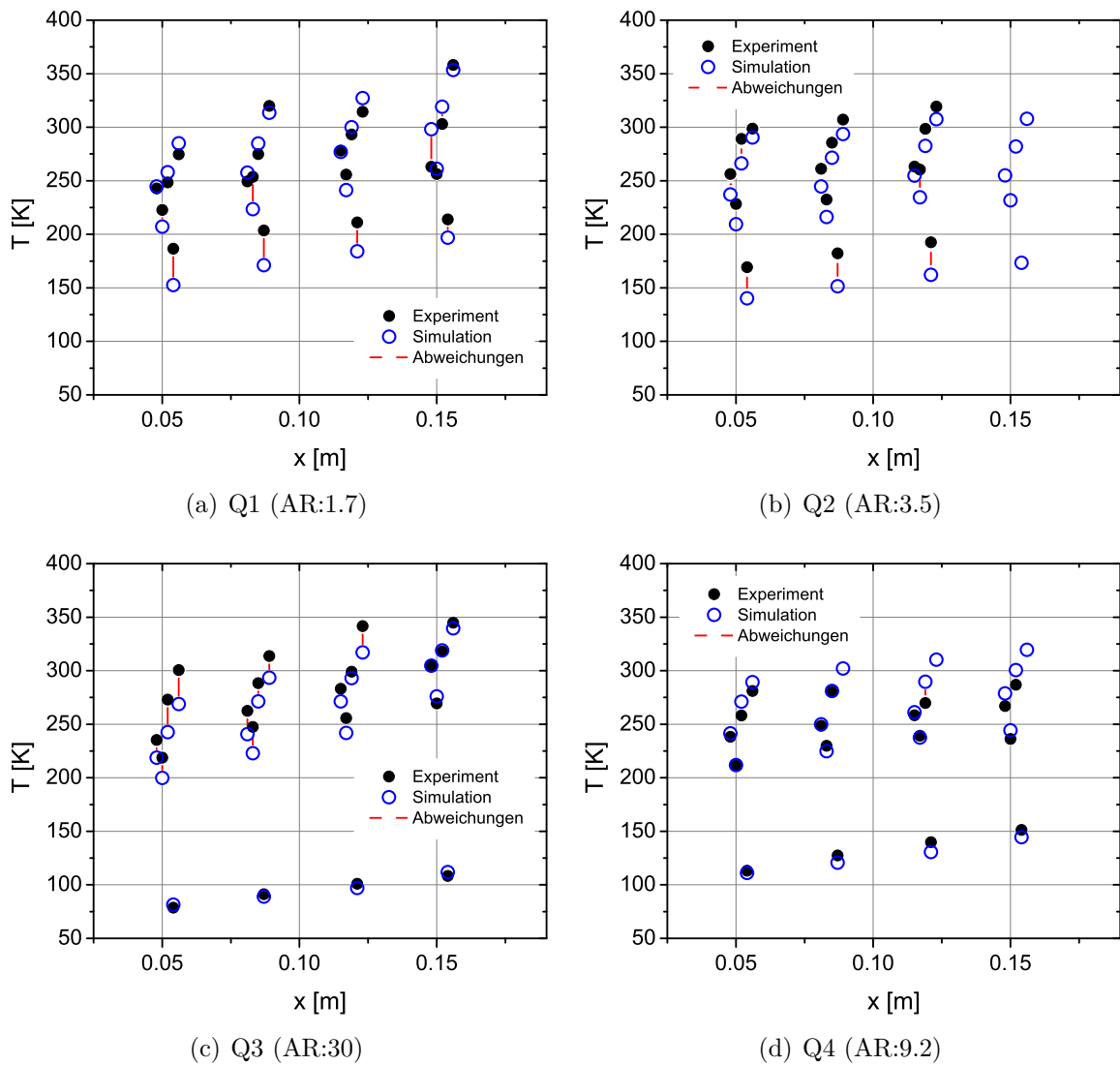


Abbildung 9.5: Direkter Vergleich der gemessenen Strukturtemperaturen mit den simulierten Werten (Wasserstoff).

Die entsprechenden Druckverluste über eine Lauflänge von $L = 100\text{ mm}$ sind in Tabelle 9.2 aufgelistet. Sowohl die Simulationen mit konstanter Wärmestromdichte als auch die mit linearem Verlauf unterschätzen den gemessenen Druckverlust für Q2 - Q4 leicht. Lediglich Quadrant 1 weist in den Simulationen etwas höhere Druckverluste auf.

9.3 Simulationen mit Methan

Analog zu dem Wasserstoff-Testfall, zeigt Abbildung 9.6 die Ergebnisse für die Heißgaswandtemperaturen im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten. Für Quadrant 1(AR:1.7) wurde die Skala angepasst.

Es ist ebenfalls der Einfluss des ungekühlten ersten Teils und der Umlenkung der Strömung bis etwa $x = 0.05\text{ m}$ zu erkennen. Allerdings ist die Steigung im weiteren Verlauf nicht nahezu linear bis zum Ende des Kanals, wie bei der Kühlung mit Wasserstoff. Insbesondere für die Kanäle mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) flacht der Verlauf zum Ende des Kanals hin ab. Es bildet sich in diesem Bereich ein leichtes Maximum der Heißgaswandtemperatur.

	Q1	Q2	Q3	Q4
$\dot{m} \left[\frac{g}{s} \cdot \frac{1}{Kanal} \right]$	20.1	15.0	11.0	11.3
$T_{ein} [K]$	138.6	139.5	139.1	139.8
$P_{aus} [bar]$	78.1	77.8	78.0	78.6
$\dot{q}_w(kalorimetrisch) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	14.5	13.3	11.4	16.0
$\dot{q}_{w,ein}(invers) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	13.7	14.2	12.5	13.9
$\dot{q}_{w,aus}(invers) \left[\frac{MW}{m^2} \right]$	14.7	12.5	14.9	13.8

Tabelle 9.3: Randbedingungen für die Simulationen mit Methan.

	$dP_{Experiment}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,kalo}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,invers}$ [bar/100 mm]	$dP_{Simulation,invers,real}$ [bar/100 mm]
Q1 (AR:1.7)	1.37	1.81	1.65	2.02
Q2 (AR:3.5)	2.12	1.42	1.45	1.75
Q4 (AR:9.2)	1.97	1.70	1.45	1.42
Q3 (AR:30)	1.49	1.65	1.83	1.26

Tabelle 9.4: Vergleich der simulierten Druckverluste mit den Werten der Differenzdrucksensoren (Methan).

Aufgrund der sehr geringen Steigung des Verlaufs der Wärmestromdichte (Siehe auch Abb. 8.7 und Tabelle 9.3) sind die Steigungen der Heißgaswandtemperatur für die Simulationen mit konstantem und linearem Verlauf der Wärmestromdichte sehr ähnlich. Die thermische Schichtung hat in diesem Fall keinen erkennbaren Einfluss auf die Heißgaswandtemperatur. Im Gegenteil, die Steigung ist größer je kleiner das Aspektverhältnis ist. Offensichtlich haben andere Einflussfaktoren eine größere Bedeutung auf die Heißgaswandtemperatur als die thermische Schichtung.

Die Simulationen mit idealer und realer Geometrie zeigen erneut eine nahezu perfekte Übereinstimmung.

Bei Quadrant 1 zeigt sich eine sehr große Steigung und eine deutliche Überschätzung der Heißgaswandtemperatur im Vergleich zu den experimentellen Daten. Dieser Trend zeigt sich auch im direkten Vergleich der experimentell gemessenen Strukturtemperaturen, die in Abbildung 9.7 zu sehen sind. Im Vergleich sind die Ergebnisse mit linearem Verlauf der Wärmestromdichte dargestellt. Die große Überschätzung zeigt sich für alle Thermolemente und steigt mit der Lauflänge des Kanals an. Diese deutliche Überschätzung kann ein Hinweis darauf sein, dass in diesem Fall in den Simulationen *heat transfer deterioration* stattgefunden hat. Bei den Simulationen ist ein Maximum zu erkennen. Dies legt den Schluss nah, dass die Trennung zwischen *gasartig* und *flüssigartig*, in den Simulationen überschätzt wird und damit stärker ausgeprägt ist als im Experiment.

Für die übrigen Quadranten ergibt sich, insbesondere für Quadrant 2 (AR:3.5), eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationen mit den experimentellen Werten. In diesem Fall werden auch die wandfernen Temperaturpunkte sehr gut getroffen. Für die Kanäle mit hohem Aspektverhältnis (Q3 & Q4) ist die Übereinstimmung mit den Thermolementen, die weit

von der Heißgasseite entfernt sind, ebenfalls sehr gut. Bei den Thermoelementen nahe der Heißgasseite zeigen sich etwas größere Abweichungen, die mit der Kanallänge tendenziell größer werden.

Bei dem Vergleich der Druckverluste zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei den Simulationen mit Wasserstoff. Der gemessene Druckverlust wird in den meisten Fällen leicht unterschätzt. Ausnahmen bilden wieder Quadrant 1 und Quadrant 3. Diese Quadranten weisen im Experiment den geringsten Druckverlust auf, in den Simulationen allerdings den höchsten.

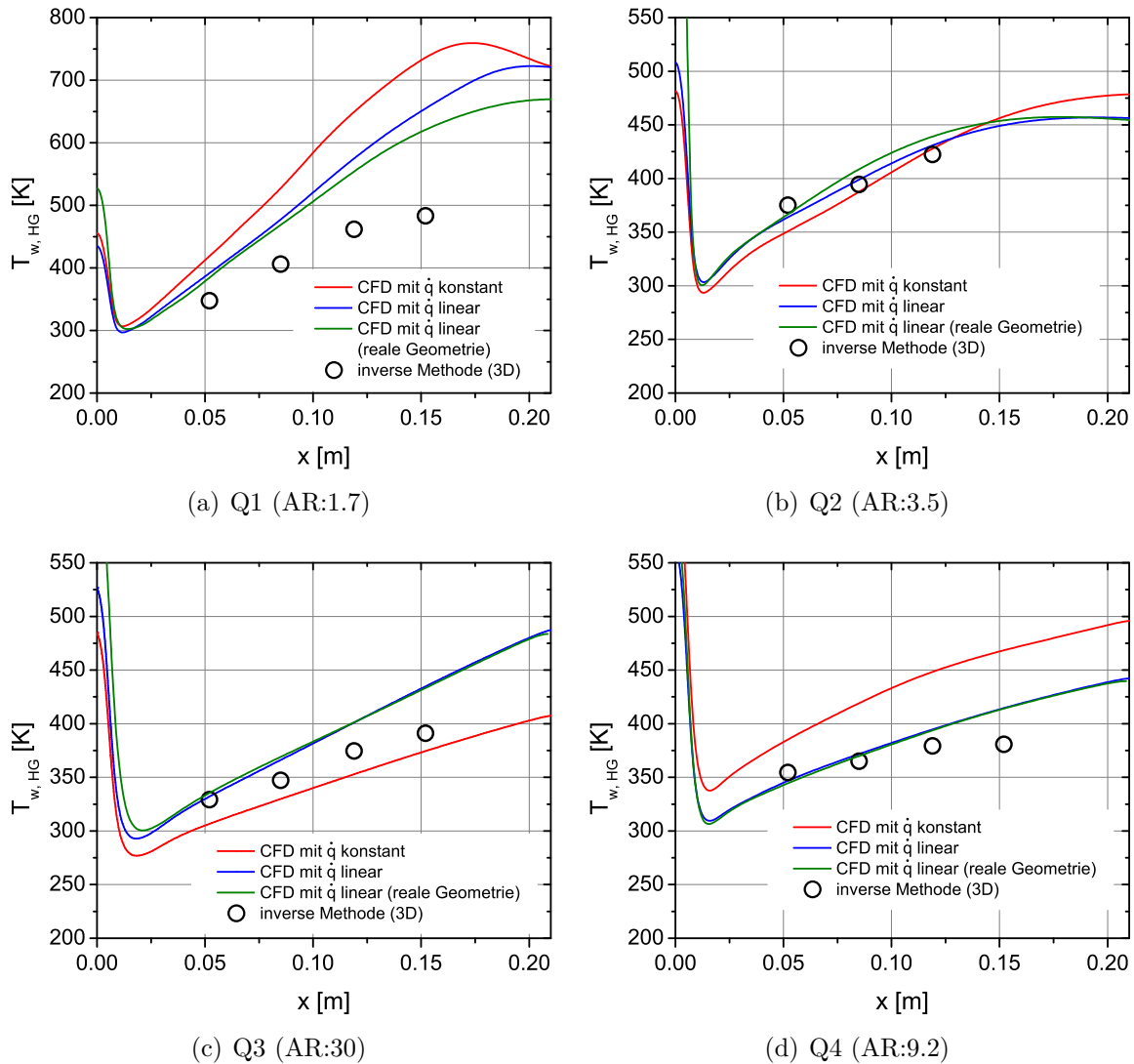


Abbildung 9.6: Heißgaswandtemperaturen bei der Kühlung mit Methan. Ergebnisse der Simulationen mit konstantem und linearem Verlauf der Wärmestromdichte.

9.4 Thermische Schichtung

Aufgrund der asymmetrischen Aufheizung und mangelnder Durchmischung, kommt es in Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis zu einer ausgeprägten thermischen Schichtung. In Abschnitt 8.5.3 wurde diese Schichtung qualitativ beschrieben und experimentell nachgewiesen. Im folgenden Abschnitt geht es um die Quantifizierung der Schichtung und insbesondere

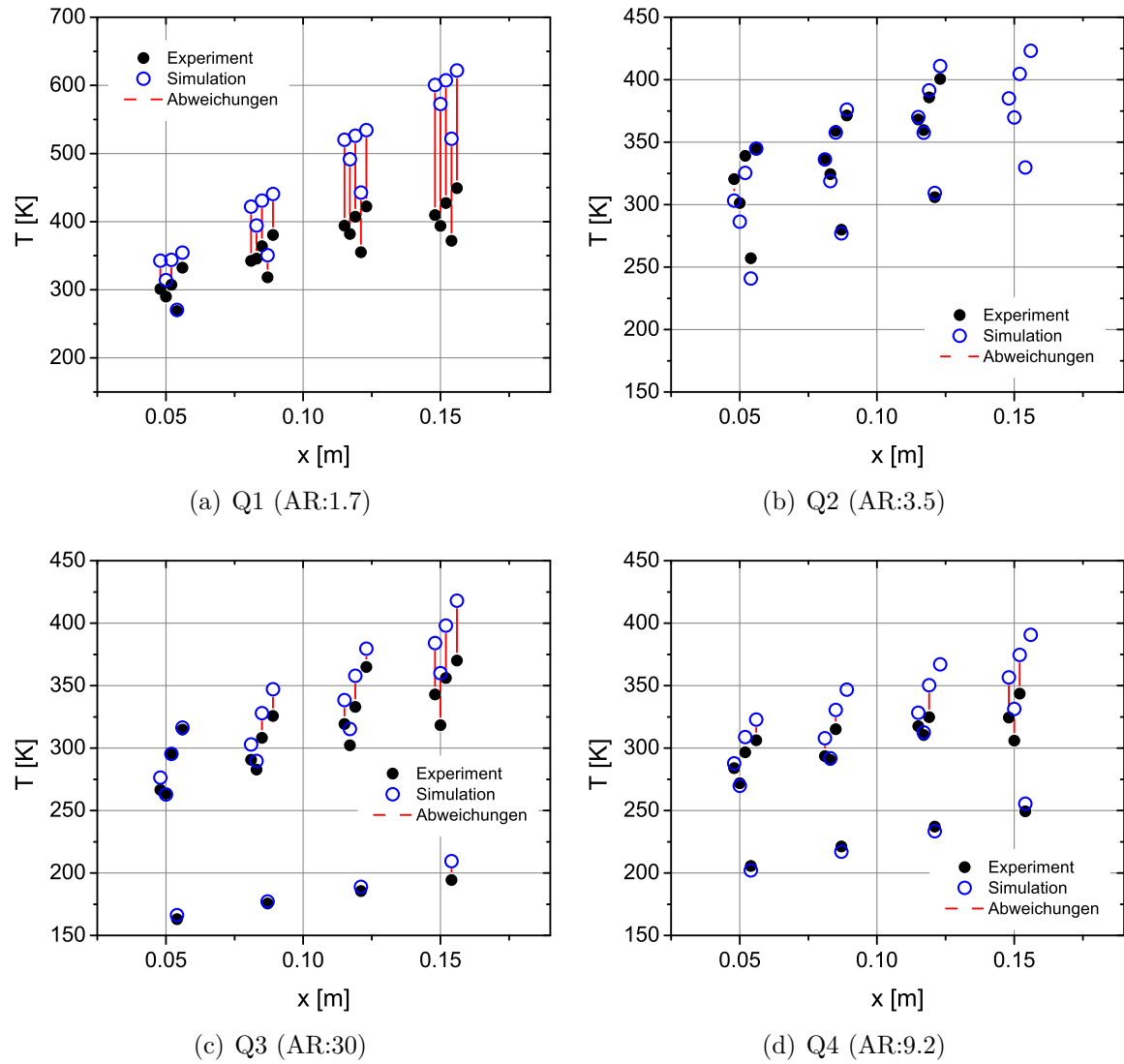


Abbildung 9.7: Direkter Vergleich der gemessenen Strukturtemperaturen mit den simulierten Werten (Methan).

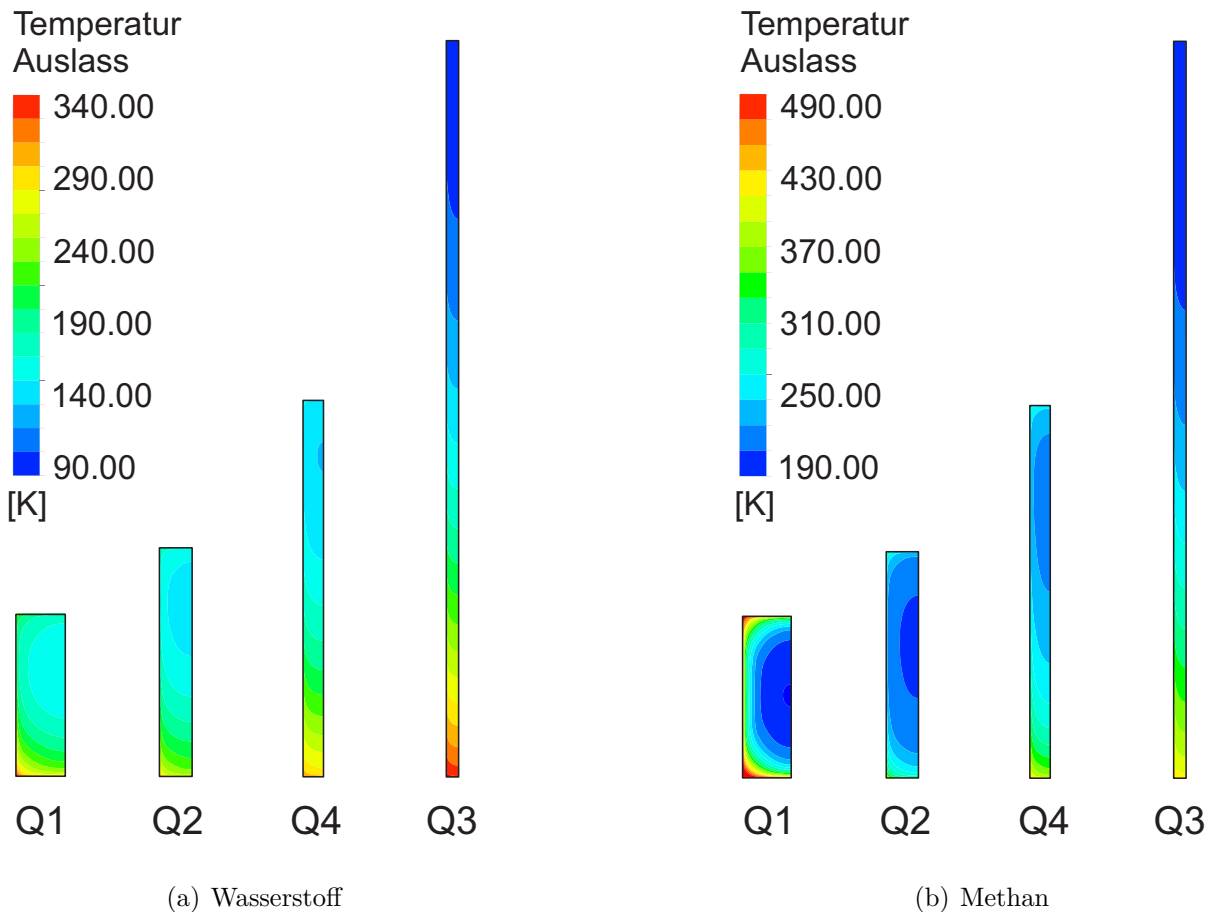


Abbildung 9.8: Temperaturverteilung am Kanalauslass für alle 4 Quadranten.

den direkten Vergleich von Wasserstoff und Methan im Hinblick auf das Schichtungspotential.

Basis der Auswertung sind die Simulationen aus Abschnitt 9.1.4 mit idealer Geometrie.

Abbildung 9.8 zeigt die Temperaturverteilung am Kanalauslass für die beiden Testfälle für alle 4 Quadranten. Dargestellt ist jeweils der halbe Kanal. Bei hohen Aspektverhältnissen ist deutlich die Abnahme der Temperatur nach oben hin und die damit verbundene stärkere Aufheizung des Fluids am Kühlkanalboden zu sehen. Bei Wasserstoff (Abb. 9.8(a)) ist dieses Verhalten stärker ausgeprägt und bereits bei den Kühlkanälen mit kleinem Aspektverhältnis (Q1 & Q2) zu sehen. Bei Methan erfolgt die Aufheizung bei kleinen Aspektverhältnissen gleichmäßiger über den Umfang. Das steht im Einklang mit den Ergebnissen aus Abschnitt 8.5 und insbesondere dem Temperaturabfall in radialer Richtung (Abb. 8.9). Aufgrund der besseren Kühlung mit Wasserstoff wird bereits sehr viel Wärme im unteren Teil des Kühlkanals aufgenommen, daher steigt die Temperaturdifferenz von oberem und unterem Teil des Kanals.

Bei Methan führt das Minimum der Temperaturleitfähigkeit beim Überschreiten der Widom-Linie (siehe auch Abb. 3.5(d)) dazu, dass das Fluid im äußeren Bereich, nahe der Wand, stärker aufgeheizt wird und in der Kernströmung kälter bleibt. Dadurch ist der Wärmeübergang im Vergleich schlechter und die Temperatur in radialer Richtung sinkt nicht so stark ab. Es wird verhältnismäßig mehr Wärme auch im oberen Teil des Kanals aufgenommen. Die

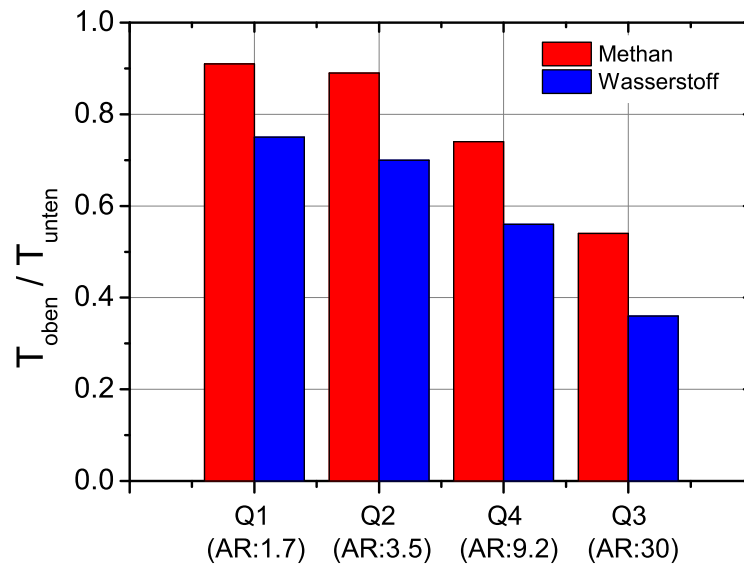
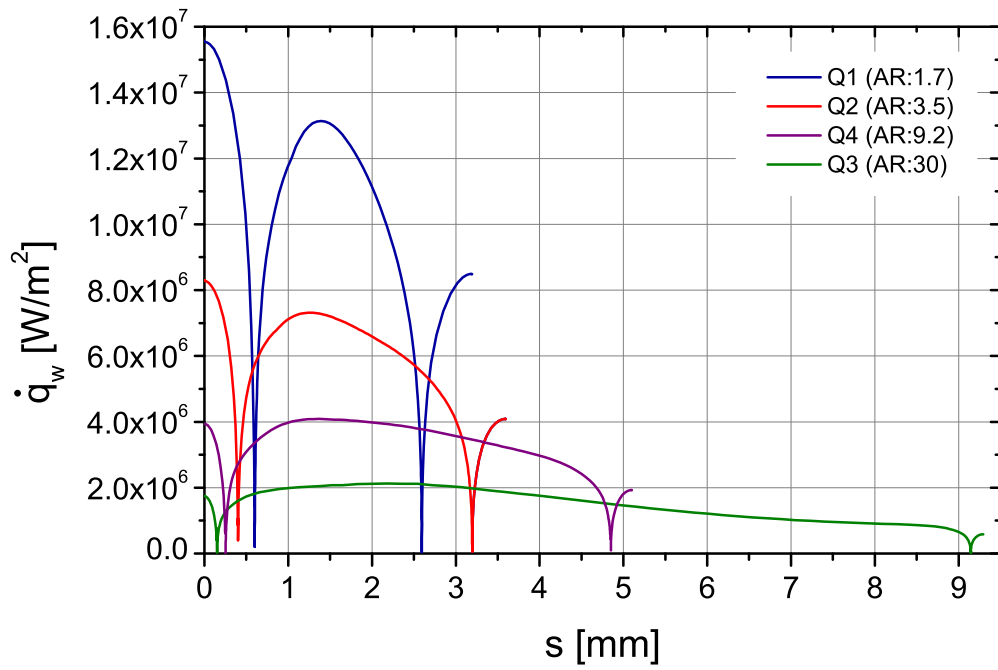


Abbildung 9.9: Verhältnis der mittleren Temperatur am Kanalauslass im oberen Bereich zur mittleren Temperatur im unteren Kanalbereich.

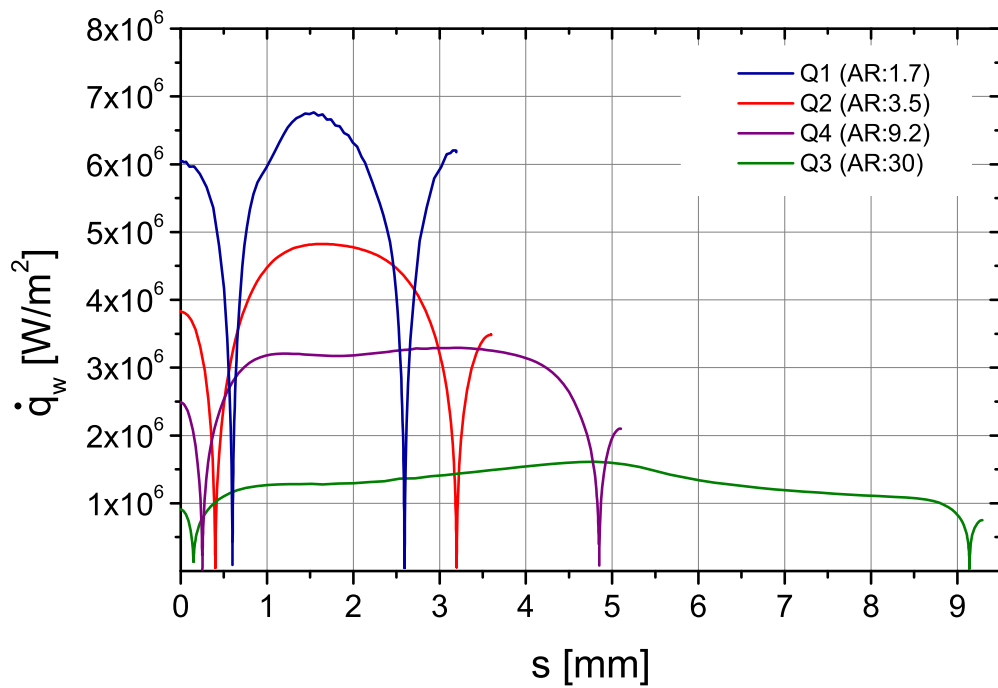
thermische Schichtung geht in diesem Fall eher von *außen* nach *innen* statt von *unten* nach *oben*. Entsprechend finden sich die höchsten und niedrigsten Temperaturen nicht wie bei Wasserstoff bei Quadrant 3 im oberen und unteren Teil des Kanals, sondern bei Quadrant 1 im äußeren und inneren Bereich des Kanals.

Um die Ausprägung der thermischen Schichtung auch quantitativ zu erfassen, ist in Abbildung 9.9 das Verhältnis der mittleren Temperatur am Kanalauslass in den oberen 20 % des Kanals zur mittleren Temperatur in den unteren 20 % des Kanals aufgetragen. Für Wasserstoff ist das Verhältnis bereits für kleine Aspectverhältnisse (Q1 & Q2) klein, was wieder für eine stärkere Aufheizung des unteren Kanalteils spricht. Für Methan ist das Verhältnis dagegen noch sehr groß, was einer gleichmäßigen Aufheizung entspricht. Für die Kanäle mit hohem Aspectverhältnis (Q3 & Q4) sinkt das Verhältnis von oberer zu unterer Temperatur mit dem Aspectverhältnis weiter. Das gilt sowohl für Wasserstoff als auch für Methan. Für Wasserstoff sind die Werte in allen Fällen signifikant kleiner als für Methan und die thermische Schichtung damit deutlich ausgeprägter.

Dieser Trend zeigt sich auch im Vergleich des kühlkanalseitigen Wärmestroms. Abbildung 9.10 zeigt die Wärmestromdichte an Messposition 4 entlang der Kanalumfang für alle Quadranten und beide Testfälle. Für Wasserstoff ist bereits für kleine Aspectverhältnisse eine deutliche Abnahme der Wärmestromdichte in radialer Richtung zu erkennen. Bei Methan dagegen ist die Wärmestromdichte in radialer Richtung über die Kanalhöhe für alle Quadranten vergleichsweise konstant. Für Quadrant 3 ergibt sich sogar ein leichtes Maximum der Wärmestromdichte etwa bei der Hälfte der Kanalhöhe. Dieses Maximum korreliert mit dem Übertreten der Widom-Linie in diesem Bereich. Der damit einhergehende Anstieg der spezifischen Wärmekapazität c_p führt zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs an dieser Stelle.



(a) Wasserstoff



(b) Methan

Abbildung 9.10: Verlauf des Wandwärmestroms über den jeweiligen Kanalumfang.

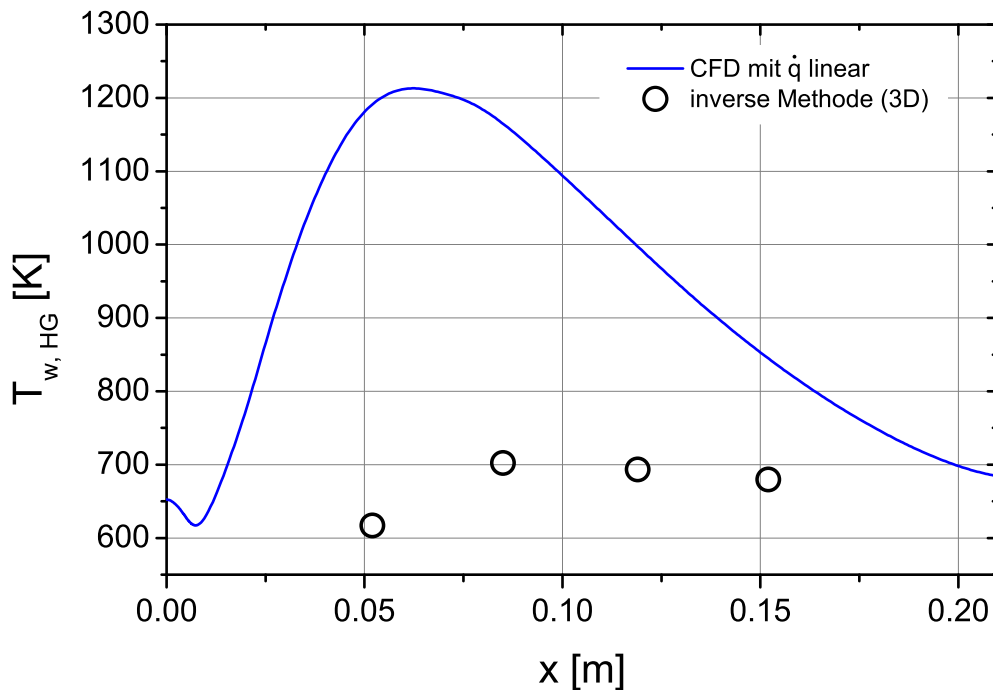


Abbildung 9.11: Heißgaswandtemperatur bei der Simulation mit Quadrant 1 (AR:1.7) wenn HTD auftritt.

9.5 Simulationen im transkritischen Bereich

In Abschnitt 8.6 wurde bereits ausführlich das Verhalten von Methan im transkritischen Bereich erläutert, insbesondere wenn es zum *heat transfer deterioration* kommt. In Abschnitt 9.1.4 wurden die Ergebnisse von Simulationen mit Wasserstoff und Methan mit den experimentellen Daten verglichen. Dabei hat sich bereits gezeigt, dass es bei Quadrant 1 (AR:1.7) zu erheblichen Abweichungen kommen kann. In diesem Abschnitt geht es um die Simulationen von Methan im transkritischen Bereich und insbesondere die Probleme wenn es zu HTD kommt. Es werden nur Kanäle mit ideal rechteckiger Geometrie betrachtet.

9.5.1 Simulation von HTD

Der HTD-Effekt tritt vor allem bei Kanälen mit kleinem Aspektverhältnis auf (Vgl. Abschnitt 8.6). Daher werden insbesondere die Simulationen von Quadrant 1 (AR:1.7) ausgewertet.

Abbildung 9.11 zeigt die simulierte Heißgaswandtemperatur über die Kühlkanallänge für Testfall *c1* aus Abschnitt 8.6, ein Testfall bei dem HTD für die Kanäle Q1, Q2 und Q4 auftritt. Zum Vergleich sind die experimentell ermittelten Werte ebenfalls eingezeichnet. Es ist deutlich das Maximum der Heißgaswandtemperatur sowohl in den experimentellen Daten als auch in der Simulation zu erkennen. Für die experimentellen Daten liegt das Maximum bei $x = 0.095$ m, für die Simulationen bei $x = 0.065$ m. Außerdem überschätzt die Simulation die ermittelte Heißgaswandtemperaturen deutlich.

Zum Ende des Kanals sinkt die simulierte Heißgaswandtemperatur wieder auf Werte, die im Bereich der experimentell ermittelten Temperaturen liegen. Das legt den Schluss nahe, dass für einen längeren Kanal, wenn der HTD-Effekt abgeschlossen ist, die numerischen und die experimentellen Daten wieder übereinstimmen würden. Der systematische Fehler der

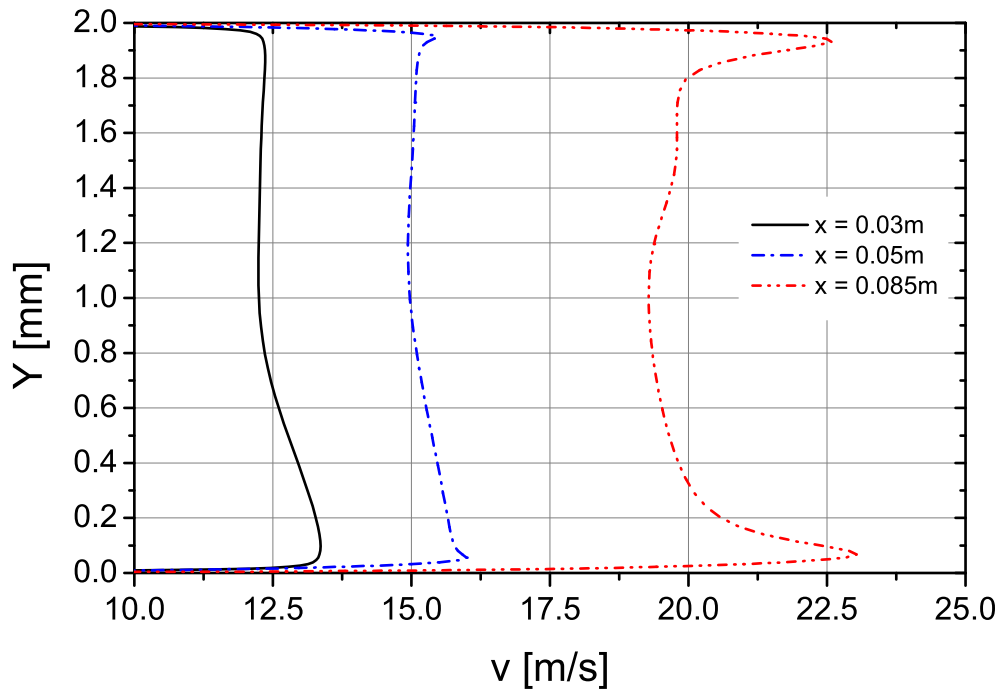


Abbildung 9.12: Geschwindigkeiten an der Symmetrieebene bei der Simulation mit Q1 (AR:1.7) wenn HTD auftritt.

Simulationen beschränkt sich damit auf den Bereich des Kanals in dem es zur Trennung von *flüssigähnlichem* und *gasähnlichem* Fluid kommt.

Abbildung 9.12 zeigt für diesen Fall die Geschwindigkeiten an der Symmetrieebene an drei Punkten in axialer Richtung. An den Wänden bildet sich die *gasartige* Pufferschicht, die zu dem starken Anstieg der Heißgaswandtemperatur führt. Diese Pufferschicht wird beschleunigt und es bildet sich ein charakteristisches M-förmiges Geschwindigkeitsprofil aus. Dadurch erhöht sich der Wärmeübergang und die Heißgaswandtemperatur sinkt wieder.

Die Simulation ist also in der Lage das komplexe Strömungsfeld, das auftritt wenn es zu HTD kommt qualitativ wiederzugeben. Dazu gehört insbesondere die Trennung von *flüssigähnlichem* und *gasähnlichem* Fluid, das resultierende M-förmige Geschwindigkeitsprofil und das damit verbundene Maximum der Heißgaswandtemperatur.

Allerdings wird die Trennung von *flüssigähnlich* und *gasähnlich* offenbar überschätzt bzw. die Durchmischung unterschätzt, wodurch es quantitativ zu erheblichen Abweichungen zu den experimentellen Daten kommt. Mögliche Gründe sind vor allem:

Das verwendete Turbulenzmodell Simulationen mit DNS zeigen große Änderungen der turbulenten Strukturen in der Grenzschicht wenn es zu starken Dichteänderungen in der Strömung kommt [7]. Der Transport des aufgeheizten Fluids von der Wand wird hauptsächlich durch die Turbulenz getrieben [7, 16]. Diese Aspekte können durch RANS Simulationen mit isotropem Turbulenzmodell nur unzureichend wiedergegeben werden [30, 127].

Die verwendete Realgas-Tabelle Die Temperatur in der heißen Pufferschicht übersteigt in der Simulation die Grenzen der verwendeten Realgas-Tabelle. Die Fluideigenschaften werden für diesen Bereich gekappt und als konstant angenommen.

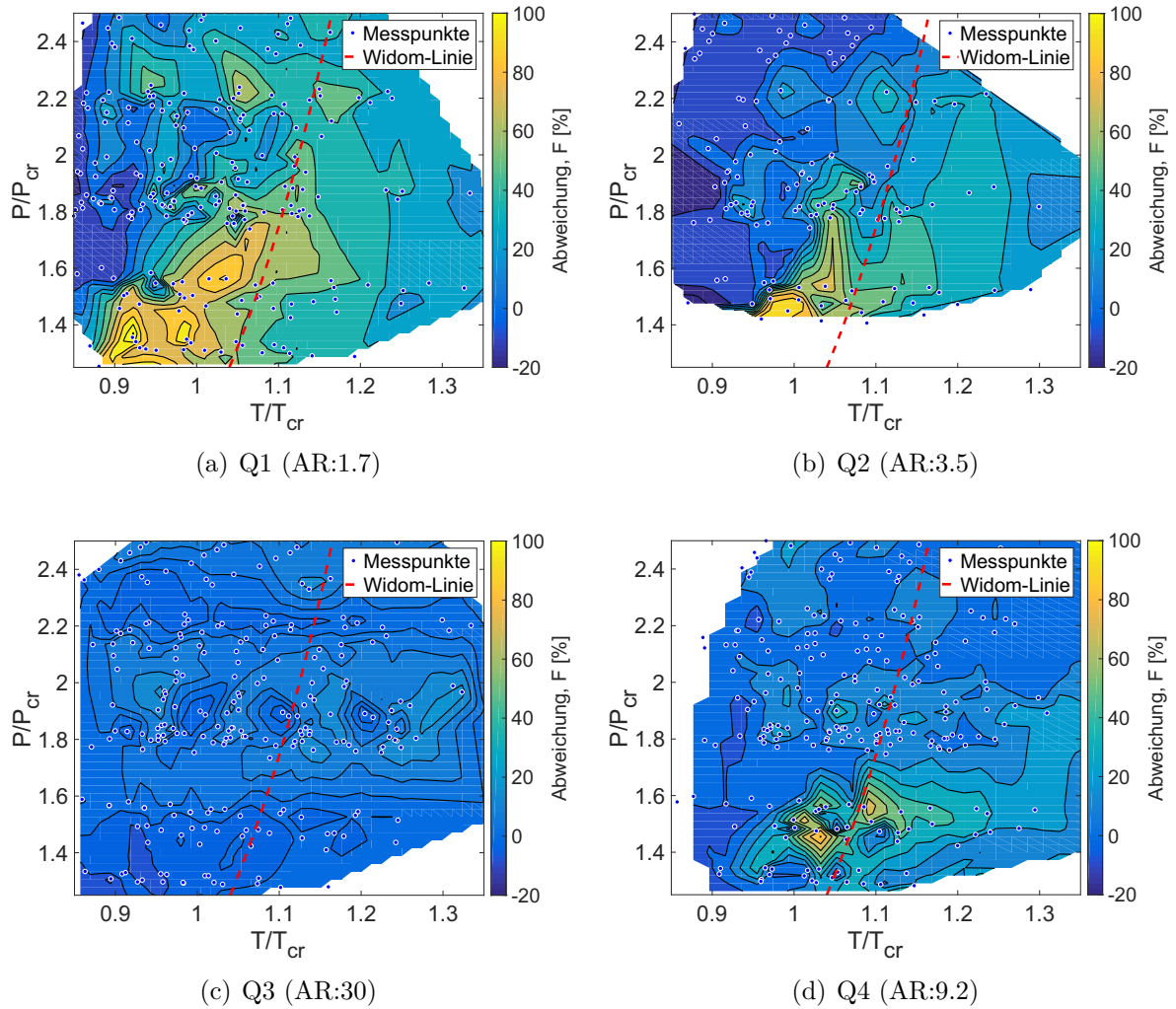


Abbildung 9.13: Abweichungen der simulierten Heißgaswandtemperaturen zu den experimentellen Werten in Abhängigkeit des mittleren Drucks und der mittleren Temperatur.

Betrachtung von reinem Methan statt LNG Bei den Simulationen wird von reinem Methan als Fluid statt dem tatsächlich verwendeten LNG ausgegangen. Die Abweichungen der Fluideigenschaften sind aufgrund des hohen Anteils von $> 98.8\%$ Methan sehr gering. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass während der Versuche die weiteren Komponenten des LNG zu einer besseren Durchmischung führen.

Die sehr großen Abweichungen der Simulationen beschränken sich auf den Bereich in dem HTD auftritt. Abbildung 9.13 zeigt die Abweichung der Heißgaswandtemperatur für alle Testpunkte für alle vier Quadranten in Abhängigkeit des über den Kanalquerschnitt gemittelten Drucks und Fluidtemperatur. Die Abweichungen sind definiert als:

$$F = \frac{T_{w,HG,sim} - T_{w,HG,exp}}{T_{w,HG,exp}} \cdot 100 \quad (9.1)$$

$T_{w,HG,exp}$ sind dabei die Heißgaswandtemperaturen, die mit der inversen Methode (3D) bestimmt worden sind. Für Quadrant 2 konnten bei den letzten Versuchen keine Daten aufge-

zeichnet werden. Deswegen fehlen für diesen Quadranten die Werte für $\frac{P}{P_{cr}} \leq 1.4$.

Die größten Abweichungen ergeben sich für die Fälle bei denen HTD auftritt. Je größer das Aspektverhältnis wird, desto weniger HTD tritt auf (wie bereits in Abschnitt 8.6 diskutiert wurde) und desto geringer sind die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation.

Für Quadrant 3 (AR:30), bei dem in keinem Testfall HTD aufgetreten ist, sind die Abweichungen über den gesamten Bereich $< 15\%$.

9.6 Fazit

Basierend auf den experimentellen Daten konnten erfolgreich gekoppelte Struktur-/Strömungssimulationen sowohl für Wasserstoff als auch für Methan durchgeführt werden. Es wurde sowohl die ideal rechteckige Kontur betrachtet als auch die tatsächlich vorhandene vermessene Kontur.

Die Vorgehensweise und das verwendete Turbulenzmodell hat sich an bereits erfolgreich durchgeführten Arbeiten orientiert [27, 68, 112]. Der Vergleich sowohl der Heißgaswandtemperatur als auch der Temperatur innerhalb der Struktur mit den experimentellen Ergebnissen zeigt zufriedenstellend geringe Abweichungen für Wasserstoff und für Methan bei *normalem* Wärmeübergang, insbesondere wenn der lineare Wärmestromdichteverlauf aus der inversen Methode als Randbedingung genutzt wird. Der Unterschied zwischen idealer und realer Geometrie ist vernachlässigbar klein, lediglich der Druckverlust ist bei der realen Geometrie etwas höher.

Die thermische Schichtung konnte erfolgreich wiedergegeben und quantifiziert werden. Die Ergebnisse zeigen eine ausgeprägte Schichtung in Kanälen mit hohem Aspektverhältnis für beide Fluide. Bei Wasserstoff ist die Schichtung erkennbar größer und es ergibt sich ein deutlich abnehmender Trend der Wärmestromdichte in radialer Richtung bei allen Quadranten. Diese Ergebnisse sind im Einklang mit der experimentellen Auswertung aus Abschnitt 8.5.2. Allerdings ist der Einfluss der thermischen Schichtung auf die Heißgaswandtemperatur klein und wird, insbesondere bei der Kühlung mit Methan von anderen Einflussfaktoren dominiert. Wenn es zu HTD kommt, kann die Simulation die Trennung von *gasartig* und *flüssigartig* mit dem damit einhergehenden M-förmigen Geschwindigkeitsprofil und Maximum der Heißgaswandtemperatur qualitativ wiedergeben. Allerdings gibt es eine systematische Abweichung, die zu einer starken Überschätzung der Heißgaswandtemperatur führt. Mögliche Gründe dafür sind eine zu geringe Durchmischung der Trennschicht zwischen *gasartig* und *flüssigartig* aufgrund des verwendeten Turbulenzmodells, der Realgastabelle oder weiterer Einflussfaktoren. Die vorliegenden RANS Simulationen können in diesem Bereich nicht verwendet werden.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Aufbauend auf den Voruntersuchungen von u.a. Alexander Woschnak und Yohann Torres wurde, im Rahmen dieser Arbeit, eine breite experimentelle Datenbasis zur regenerativen Kühlung von Raketenbrennkammern mit kryogenem Wasserstoff und Methan erstellt und ausgewertet.

Die experimentellen Untersuchungen wurden am europäischen Forschungs- und Entwicklungsprüfstand P8 in Lampoldshausen unter repräsentativen Bedingungen, wie sie auch in aktuellen Haupt- und Oberstufen vorkommen, durchgeführt. Das verwendete HARCC-Segment ermöglichte die gleichzeitige Untersuchung von verschiedenen Kühlkanalgeometrien. Hauptaugenmerk bei der Entwicklung des Segments war die Untersuchung von Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis und insbesondere der auftretenden thermischen Schichtung.

Bei den aktuellen Versuchen wurde der experimentelle Aufbau, im Hinblick auf genau definierte Randbedingungen z.B. einen gleichmäßigen Wärmestrom auf der Heißgasseite, um einen neuen Sauerstoff-Sammler erweitert. Ein möglicher axialer Wärmestrom zwischen den Brennkammersegmenten wurde durch eine Anpassung der Fluidverteilung verhindert.

Als weiterer Schwerpunkt wurde Methan, dem in der aktuellen Diskussion um eine neue Generation wiederverwendbarer Raketentriebwerke eine besondere Bedeutung zukommt, als weiteres Kühlfluid untersucht. Bei Methan ist der Bereich in der Nähe des kritischen Punktes besonders relevant. Obwohl es zu keinem Phasenübergang kommt, variieren in diesem Gebiet die physikalischen Eigenschaften bei kleinen Änderungen des Drucks und der Temperatur sehr stark. Zusammen mit einem hohen Wärmestrom kann dies zur Trennung einer heißen *gasartigen* Pufferschicht und einer kalten *flüssigähnlichen* Kernströmung führen. Dieser *heat transfer deterioration* (HTD) genannte Effekt führt zu einer lokalen Störung des Wärmeübergangs und einem drastischen Anstieg der Heißgaswandtemperatur. Speziell für diesen Bereich liefert die vorliegende Arbeit experimentelle Ergebnisse, die in solchem Umfang noch nicht zur Verfügung standen.

Aufgrund der komplexen Bedingungen in einer Raketenbrennkammer, sind Messungen zur Bestimmung des Wärmestroms eine besondere Herausforderung. Die inverse Methode ist ein Ansatz zur lokalen Bestimmung des Wärmestroms und der Wärmeübergangskoeffizienten. Die Methode wurde um einen 3D-Ansatz erweitert und auf die experimentellen Daten sowohl für Wasserstoff als auch für Methan angewandt. Die direkte Übereinstimmung der gemessenen Strukturtemperaturen und die Vergleichbarkeit der ermittelten Wärmeströme mit der kalorimetrischen Methode zeigen, dass mit der Methode belastbare Ergebnisse generiert werden können, die einen tieferen Einblick in die Wärmeübergangsprozesse ermöglichen.

Basierend auf den Experimenten wurden numerische Simulationen durchgeführt, die die experimentellen Ergebnisse stützen und erweitern. Die Auswertung dieser Simulationen zeigt eine weitestgehend gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In der Nähe des kritischen Punktes und insbesondere wenn es zu HTD kommt, zeigen die Simulationen eine systematische Abweichung und ein deutliches Überschätzen der Heißgaswandtempera-

tur.

Aufgrund mangelnder Durchmischung kommt es in Kühlkanälen mit hohem Aspektverhältnis zu einer thermischen Schichtung, die eine wesentliche Limitierung des Aspektverhältnisses darstellt. Sie tritt sowohl bei Wasserstoff als auch bei Methan auf. Es ergeben sich aber deutliche Unterschiede in der Ausprägung. Für Methan ist die Schichtung weniger deutlich und der Wärmeübergang über den Umfang der Kanäle vergleichsweise gleichmäßig. Für Wasserstoff ist die Schichtung dagegen sehr stark ausgeprägt und ein signifikanter Anteil des Wärmeübergangs findet im unteren Bereich der Kanäle statt. Dieses Ergebnis ist sowohl in den experimentellen Daten als auch in den Simulationsergebnissen zu sehen.

Insgesamt ist der Einfluss der thermischen Schichtung auf die Heißgaswandtemperatur allerdings im Verhältnis zu anderen Einflussfaktoren, insbesondere dem HTD-Effekt, klein.

Sowohl für die Kühlung mit Wasserstoff als auch für Methan wurde eine semi-empirische Nubeltkorrelation entwickelt. Basis ist in beiden Fällen die Dittus-Boelter Gleichung, die leicht erweitert wurde, um die verschiedenen Aspektverhältnisse zu berücksichtigen. Der Vergleich mit den experimentell ermittelten Werten belegt eine sehr gute Übereinstimmung für beide Kühlfluide. Bei Methan hat eine tiefgehende Analyse eine systematische Abweichung in der Nähe der Widom-Linie gezeigt. Diese Abweichung ist für alle Quadranten sichtbar und unabhängig vom Auftreten von HTD.

Der enorme Einfluss des transkritischen Verhaltens von Methan wenn es zu HTD kommt und dessen potenziell katastrophaler Einfluss auf die regenerative Kühlung wurde ausgiebig experimentell analysiert. Es konnten die größten Einflussparameter für den HTD-Effekt, der Druck, bzw. die Nähe zum kritischen Punkt und das Verhältnis von Wärmestromdichte und Massenstrom pro Fläche \dot{q}_w/G detailliert untersucht werden. Darüber hinaus wurde das Aspektverhältnis als ein weiterer wesentlicher Parameter für das Auftreten von HTD identifiziert. Dabei ist HTD für Kühlkanäle mit kleinem Aspektverhältnis ein deutlich größeres Problem als für Kühlkanäle mit großem Aspektverhältnis.

Eine einfache Formel, die alle drei Einflussfaktoren berücksichtigt, sagt das Auftreten von HTD für $> 96\%$ aller Testpunkte erfolgreich voraus.

Zusammen mit den Ergebnissen zur thermischen Schichtung, zeigt dieses Ergebnis auf, dass die HARCC-Technologie bei der Kühlung mit Methan noch weitere Vorteile birgt, als schon bei der Kühlung mit Wasserstoff.

Eine Untersuchung von gekrümmten Kanälen, wie sie in der Düse und der Düsenerweiterung vorkommen, sind eine logische Fortführung dieser Arbeit. Die in solchen Kanälen auftretenden Wirbelstrukturen, müssten für eine bessere Durchmischung des Kühlfluids sorgen. Dies wäre positiv, sowohl im Hinblick auf thermische Schichtung als auch auf den HTD-Effekt.

Die Unterschätzung der Durchmischung scheint auch der Grund dafür zu sein, dass die numerischen Simulationen die experimentellen Ergebnisse so deutlich überschätzen. Das verwendete isotrope Turbulenzmodell kann Sekundärströmungen nicht auflösen und unterschätzt daher eine entsprechende Durchmischung des Fluids. Die weitere genaue Untersuchung und entsprechende Anpassung der Numerik ist ein weiterer wichtiger Punkt, für den die vorliegende Arbeit die entsprechende Datengrundlage geliefert hat.

Literaturverzeichnis

- [1] ACKERMANN, J. W.: Pseudoboiling Heat Transfer to Supercritical Pressure Water in Smooth and Ribbed Tubes. In: *Journal of Heat Transfer*. 1970; 92(3):490-497.. – doi: 10.1115/1.3449698, 1970
- [2] ADAMS, T. ; GRANT, C. ; WATSON, H. : A Simple Algorithm to Relate Measured Surface Roughness to Equivalent Sand-grain Roughness. In: *International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics Volume 1, Issue 1, Year 2012*. – doi: 10.11159/ijmem.2012.008, 2012
- [3] ALLIOT, P. : The VINCI upper stage engine: toward the demonstration of maturity. In: *AIAA 2013-4054, 49 th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit July 2013, San Jose, California*, 2013
- [4] ANSYS: *Theory Guide, 18.0*
- [5] ARNOLD, R. : *Experimentelle Untersuchung zur Filmkühlung in Raketenbrennkammern*, Dissertation Universität Stuttgart, 2008
- [6] AZUMA, N. ; SATO, M. ; TADANO, M. ; SATO, M. : Compatibility of Methane Fuel with LOX/Methane Engine Combustion Chamber Cooling Channels. In: *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit Hartford, CT*. – doi: 10.2514/6.2008-4838, 2008
- [7] BAE, J. H. ; YOO, J. Y. ; MCELIGOT, D. M.: Direct numerical simulation of heated CO₂ flows at supercritical pressure in a vertical annulus at Re = 8900. In: *Physics of Fluid 20, 055108*. – doi: 10.1063/1.2927488, 2008
- [8] BANUTI, D. : Crossing the Widom-line - Supercritical pseudo-boiling. In: *Journal of Supercritical Fluids(2015) 12 - 16*. – doi: 10.1016/j.supflu.2014.12.019, 2015
- [9] BARROW, H. ; MORRIS, W. : Recommendations for the Calculation of Heat Transfer to Hydrogen, with Particular reference to the Design of Cooled Rocket Motors. In: *Progress in Heat and Mass Transfer, Volume 1*, 1969
- [10] BARTZ, D. : A simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer. In: *Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, Pasadena, California*, 1957
- [11] BETTI, B. ; PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. : Coupled Heat Transfer Analysis in regeneratively Cooled Thrust Chambers. In: *Journal of Propulsion and Power Vol. 30, No. 2, March - April 2014*. – doi: 10.2514/1.B34855, 2014

- [12] BÖRNER, M. ; MANFLETTI, C. ; HARDI, J. ; SUSLOV, D. ; KROUPA, G. ; OSCHWALD, M. : Laser ignition of a multi-injector LOX/methane combustor. In: *CEAS Space Journal*, 10:273-286. – doi: 10.1007/s12567-018-0196-6, 2018
- [13] CAISSO, P. ; SOUCHIER, A. ; ROTHMUND, C. ; ALLIOT, P. ; BONHOMME, C. ; W. ZINNER, R. P. ; NEILL, T. ; FORDE, S. ; STARKE, R. ; WANG, W. ; TAKAHASHI, M. ; ATSUMI, M. ; VALENTIAN, D. : A Liquid Propulsion Panorama. In: *Acta Astronautica* 65 (2009) 1723 - 1737. – doi: 10.1016/j.actaastro.2009.04.020, 2009
- [14] CARLILE, J. ; QUENTMEYER, R. : An Experimental Investigation of High-Aspect-Ratio Cooling Passages. In: *28th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 6 - 8 July 1992, Nashville, TN, AIAA-92-3154*. – doi: 10.2514/6.1992-3154, 1992
- [15] CHEN, P. ; NIE, W. ; GUO, K. ; YU LIU, X. S. ; WANG, H. : The Effects of Non-uniform Distribution of Oxidizer Flow on High-Frequency Combustion Instability. In: *MATEC Web of Conferences* 257, 01005. – doi: 10.1051/mateconf/201925701005, 2019
- [16] CHENG, R. K. ; NG, T. : Some aspects of strongly heated turbulent boundary layer flow. In: *The Physics of Fluids* 25, 1333. – doi: 10.1063/1.863912, 1982
- [17] COOK, R. T. ; COFFEY, G. A.: Space Shuttle Orbiter Engine Main Combustion Chamber Cooling and Life. In: *9th propulsion conference, Las Vegas, AIAA 73-1310*. – doi: 10.2514/6.1973-1310, 1973
- [18] DADIEU, A. ; DAMM, R. ; SCHMIDT, E. : *Raketentreibstoffe*. Springer-Verlag Wien New York, 1968. – ISBN 9783211808566
- [19] DEEKEN, J. : *Experimentelle Untersuchung zu neuartigen, porösen Injektoren für den Einsatz in kryogenen Hochdruck-Raketenantrieben*, Dissertation Universität Stuttgart, 2014
- [20] DIPPREY, D. ; SABERSKY, R. : Heat and Momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes at Various Prandtl Numbers. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 6, PP. 329 - 353*. – doi: 10.1016/0017-9310(63)90097-8, 1962
- [21] DITTUS, P. ; BOELTER, L. : Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type. In: *University of California publications on engineering, v. 2, no. 13, S. 371*, 1930
- [22] DUBBEL, H. ; BETZ, W. (Hrsg.) ; KÜTTNER, K.-H. (Hrsg.): *DUBBEL: Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer Verlag Berlin. – ISBN 3-540-52381-2
- [23] FONSECA, C. M.: Genetic Algorithms for Multiobjective Optimization: Formulation, Discussion and Generalization. In: *Genetic Algorithms: Proceedings of the Fifth International Conference (S. Forrest, ed.), San Mateo, CA: Morgan Kaufmann, July 1993*, 1993
- [24] FRIDH, J. ; ÖSTLUND, J. : On the use of Methane in Rocket Nozzle Cooling Channels. In: *6th Space Propulsion Conference, 14-18th May 2018, Sevilla*, 2018

-
- [25] FRÖHLICH, A. ; POPP, M. ; SCHMIDT, G. ; THELEMANN, D. : Heat Transfer Characteristics of H₂/O₂ - Combustion Chambers. In: *AIAA/SAE/ASME/ASEE 29th Joint Propulsion Conference June 28-30, 1993 / Monterey, CA.* – doi: 10.2514/6.1993-1826, 1993
- [26] GERNOETH, A. ; BEHLER, H. ; SCHLECHTRIEM, S. : Untersuchung des Einflusses von Rauheit innerhalb von Rechteckkanälen bei asymmetrischer Wärmelast / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) Institut für Raumfahrtantriebe. 2013. – Forschungsbericht
- [27] GERNOETH, A. : *Untersuchung der Turbulenzmodellierung von rauen Rechteckkanalströmungen mit Berücksichtigung der Oberflächenverformung im Hinblick auf die Anwendung in Raketentriebwerken*, Dissertation Universität Stuttgart, 2013
- [28] GRÖNING, S. : *Untersuchung selbsterregter Verbrennungsinstabilitäten in einer Raketentriebkammer*, Dissertation RWTH Aachen University, 2017
- [29] GU, H. ; LI, H. ; LUO, Y. : Experimental Investigation on Convective Heat Transfer from a Horizontal Miniature Tube to Methane at Supercritical Pressures. In: *Applied Thermal Engineering, Volume 58, Issues 1-2, September 2013, Pages 490-498.* – doi: 10.1016/j.applthermaleng.2013.04.049, 2013
- [30] GUO, J. ; YANG, X. ; IHME, M. : Thermal structures and heat transfer in wall-bounded flows at transcritical conditions. In: *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs 2018, S.273-284*, 2018
- [31] HAEMISCH, J. ; SUSLOV, D. ; OSCHWALD, M. : Experimental study of Methane Heat Transfer Deterioration in a Subscale Combustion Chamber. In: *Journal of Propulsion and Power.* – doi: 10.2514/1.B37394, 2019
- [32] HENDRICKS, R. C. ; SIMONEAU, R. : Survey of Heat Transfer to Near-Critical Fluids. In: *NASA Technical Note, NASA TN D-5886*, 1970
- [33] HIGASHINO, K. ; SUGIOKA, M. ; KOBAYASHI, T. ; MINATO, R. ; MARU, Y. ; SASAYAMA, Y. ; OTSUKA, M. : Fundamental Study on Coking Characteristics of LNG Rocket Engines. In: *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit Hartford, CT.* – doi: 10.2514/6.2008-4753, 2008
- [34] HOISCHEN, H. ; HESSER, W. : *Technisches Zeichnen*. Cornelsen Verlag, 2007. – ISBN 978-3-589-24130-9
- [35] JISCHA, M. : *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Friedr. Vieweg und Sohn, 1982. – ISBN 3-528-08144-9
- [36] KACYNSKI, K. J.: Thermal Stratification Potential in Rocket Engine Coolant Channels / NASA, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, NASA-TM-4378, E-6135, NAS 1.15:4378. 1992. – Forschungsbericht

- [37] KATO, T. ; TERAKADO, D. ; NANRI, H. ; MORITO, T. ; MASUDA, I. ; ASAKAWA, H. ; SAKAGUCHI, H. ; ISHIKAWA, Y. ; INOUE, T. ; ISHIHARA, S. ; SASAKI, M. : Subscale Firing Test for Regenerative Cooling LOX/Methane Rocket Engine. In: *7th European Conference for Aeronautics and Space Science (EUCASS)*, 2017
- [38] KAWASHIMA, H. ; NEGISHI, H. ; TOMITA, T. : Verification of Prediction Methods for Methane Heat Transfer Characteristics. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 30 July - 1 August 2012, Atlanta, Georgia*. – doi: 10.2514/6.2012–4120, 2012
- [39] KINDERMANN, R. ; BEYER, S. ; SEBALD, T. ; HOLLMANN ; DENKENA, B. ; FRIEMUTH, T. ; KAUFELD, M. ; KOLB, U. : Advanced Production and Process Technologie for Current and Future Thrust Chambers of Liquid Rocket Engines. In: *4th International Conference on Launcher technology SSpace Launcher Liquid Propulsion"*, 2002
- [40] KNEER, R. : *Vorlesungsumdruck Wärme- und Stoffübertragung I/II*. Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung, RWTH Aachen University, 2012
- [41] KOJIMA, M. ; SUNAKAWA, H. ; KUROSU, A. : Preliminary Design and Analysis for the LE-X Engine Components. In: *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2 - 5 August 2009, Denver, Colorado*. – doi: 10.2514/6.2009–5485, 2009
- [42] KRAUSE, E. : *Fluid Mechanics*. Springer Berlin Heidelberg New York, 2005. – ISBN 3–540–22981–7
- [43] KUHL, D. ; HOLZER, A. ; HAIDN, O. J.: Computational Solution of the Inverse Heat Conduction Problem of Rocket Combustion Chambers. In: *35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, June 20-23, 1999, Los Angeles, AIAA-99-2913*. – doi: 10.2514/6.1999–2913, 1999
- [44] KURGANOV, V. ; ZEIGARNIK, Y. ; MASLAKOVA, I. : Heat transfer and hydraulic resistance of supercritical-pressure coolants. Part I: Specifics of the thermophysical properties of supercritical pressure fluids and turbulent heat transfer under heating conditions in round tubes (state of the art). In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 55*. – doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.01.031, 2012
- [45] KURGANOV, V. ; ZEIGARNIK, Y. ; MASLAKOVA, I. : Heat transfer and hydraulic resistance of supercritical-pressure coolants. Part II: Experimental data on hydraulic resistance and averaged turbulent flow structure of supercritical pressure fluids during heating in round tubes under normal and deteriorated heat transfer conditions. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 58*. – doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.10.072, 2013
- [46] KURGANOV, V. ; ZEIGARNIK, Y. ; MASLAKOVA, I. : Heat transfer and hydraulic resistance of supercritical-pressure coolants. Part III: Generalized description of SCP fluids normal heat transfer, empirical calculating correlations, integral method of theoretical calculations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 67*. – doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.07.056, 2013

- [47] KUROSU, A. : LE-X, Japan's Next Generation Booster Engine. In: *AIAA2008-4665, 44th AIAA Joint Propulsion Conference & Exhibit, Hartford, CT July, 21 -23, 2008*. – doi: 10.2514/6.2007-5490, 2008
- [48] LEACHMANN, J. W. ; JACOBSEN, R. ; PENONCELLO, S. ; LEMMON, E. : Fundamental Equations of State for Parahydrogen, Normal Hydrogen, and Orthohydrogen. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data, 38(3):721-748, 2009*
- [49] LECHELER, S. : *Numerische Strömungsberechnung*. Vieweg + Teubner Verlag, 2009. – ISBN 9783834804396
- [50] LEONARDI, M. ; MATTEOA, F. D. ; STEELANT, J. ; BETTI, B. ; PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. : A zooming approach to investigate heat transfer in liquid rocket engines with ESPSS propulsion simulation tool. In: *8th European symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, 2015*
- [51] LEONARDI, M. ; PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. : Analysis of thermal stratification impact on the design of cooling channels for liquid rocket engines. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 135 (2019) 811-821*. – doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.028, 2019
- [52] LEZUO, M. K.: *Wärmetransport in H₂-transpirativ gekühlten Brennkammerkomponenten*, Dissertation RWTH Aachen, 1998
- [53] LIANG, K. ; YANG, B. ; ZHANG, Z. : Investigation of Heat Transfer and Coking Characteristics of Hydrocarbon Fuels. In: *Journal of Propulsion and Power Vol. 14, No. 5, September - Oktober 1998*. – doi: 10.2514/2.5342
- [54] LINSTROM, P. ; W.G. MALLARD, E. : *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, <http://webbook.nist.gov>, (retrieved November 7, 2015)*. P.J. Linstrom and W.G. Mallard, Eds.
- [55] LÖWENBERG, M. F.: *Wärmübergang von Wasser in vertikalen Rohrströmungen bei überkritischem Druck*, Dissertation Universität Stuttgart, 2007
- [56] MATTEO, F. ; ROSA, M. ; PIZZARELLI, M. ; ONOFRI, M. : Modelling of Stratification in Cooling Channels and its Implementation in a transient System Analysis Tool. In: *AIAA 2010-6974, 25 - 28 July 2010 Nashville, TN*. – doi: 10.2514/6.2010-6974, 2010
- [57] MCCARTHY, J. ; WOLF, H. : The Heat Transfer Characteristics of Gaseous Hydrogen and Helium. In: *Res. Rep. 60-12. Rocketdyne Div. North America Aviation Inc., Dec. 1960, 1960*
- [58] MCELIGOT, D. M. ; JACKSON, J. D.: "Deterioration" criteria for convective heat transfer in gas flow through non-circular ducts. In: *Nuclear Engineering and Design 232 (2004) 327-333*. – doi: 10.1016/j.nucengdes.2004.05.004, 2004
- [59] MENTER, F. R.: Two-equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. In: *AIAA Journal, Vol 32, No8..* – doi: 10.2514/3.12149, 1994

- [60] MERKER, G. P.: *Konvektive Wärmeübertragung*. Springer-Verlag, 1987. – ISBN 354169954
- [61] MEYER, M. L.: Electrically Heated Tube Investigation of Cooling Channel Geometry Effects. In: *31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 10 - 12 July 1995, San Diego, California, AIAA-95-2500*. – doi: 10.2514/6.1995-2500, 1995
- [62] MEYER, M. L.: The Effect of Cooling Passage Aspect Ratio on Curvature Heat Transfer Enhancement / NASA Lewis Research Center, Cleveland, Ohio 44135. 1997. – Forschungsbericht
- [63] MINATO, R. ; HIGASHINO, K. ; SUGIOKA, M. ; KOBAYASHI, T. ; OOYA, S. ; SASAYAMA, Y. : LNG Rocket Engine with Coking Inhibited Regenerative Cooling System. In: *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, AIAA 2009-7392*. – doi: 10.2514/6.2009-7392, 2009
- [64] NEGISHI, H. ; DAIMON, Y. ; KAWASHIMA, H. : Coupled Combustion and Heat Transfer Simulation for Full-Scale Regenerative Cooled Thrust Chambers. In: *Space Propulsion 2014, RB-0376*, 2014
- [65] NEGISHI, H. ; DAIMON, Y. ; KAWASHIMA, H. : Flowfield and Heat Transfer Characteristics in the LE-X expander bleed cycle Combustion Chamber. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA Propulsion and Energy Forum, (AIAA 2014-4010)*. – doi: 10.2514/6.2014-4010, 2014
- [66] NEGISHI, H. ; DAIMON, Y. ; KAWASHIMA, H. ; YAMANASHI, N. : Conjugated Combustion and Heat Transfer Modeling for Full-Scale Regeneratively Cooled Thrust Chambers. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Joint Propulsion Conferences, (AIAA 2013-3997)*. – doi: 10.2514/6.2013-3997, 2013
- [67] NEGISHI, H. ; DAIMON, Y. ; KAWASHIMA, H. : Regenerative Cooling Performance Analysis of the LE-5B Engine Combustion Chamber. In: *RB-9612*, 2016
- [68] NEGISHI, H. ; DAIMON, Y. ; KAWASHIMA, H. : Computational Analysis of Supercritical and Transcritical Flows in Cooling Channels with Rough Surface. In: *2018 Joint Propulsion Conference, Cincinnati, Ohio AIAA Propulsion and Energy Forum, (AIAA 2018-4465)*. – doi: 10.2514/6.2018-4465, 2018
- [69] NEUNER, F. ; PRECLIK, D. ; POPP, M. ; FUNKE, M. ; KLUTTIG, H. : Experimental and Analytical Investigation of Local Heat Transfer in High Aspect Ratio Cooling Channels. In: *American Institutes of Aerodynamics and Astronautics*. – doi: 10.2514/6.1998-3439, 1998
- [70] NIINO, M. ; KUMAKAWA, A. ; YATSUYANAGI, N. ; SUZUKI, A. : Heat Transfer Characteristics of Liquid Hydrogen as a Coolant for the LO₂/LH₂ Rocket Thrust Chamber with the Channel Wall Construction / Kakuda Branch, National Aerospace laboratory of Japan. 1982. – Forschungsbericht

- [71] NIKURADSE, J. : Strömungsgesetze in rauhen Rohren. In: *VDI-Forschungsheft 361*, 1933
- [72] OERTEL, H. ; BOHLE, M. ; DOHRMANN, U. : *Strömungsmechanik*. Friedr. Vieweg und Sohn, 2006. – ISBN 3–8348–0206–9
- [73] OERTEL, H. ; ECKART, L. : *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2003
- [74] OSCHWALD, M. ; SUSLOV, D. ; WOSCHNAK, A. : Temperature Dependence of Material Properties and its Influence on Thermal Distribution in Regeneratively Cooled Combustion Chamber Walls. In: *1st European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 2005
- [75] OSCHWALD, M. : *Manuskript zur Vorlesung Raumfahrtantriebe I*. Institut für Strahl-antriebe und Turbomaschinen, RWTH Aachen University, 2019
- [76] PERAKIS, N. ; HAIDN, O. J.: Inverse heat transfer method applied to capacitively cooled rocket thrust chambers. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 131*. – doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.11.048, 2019
- [77] PIZZARELLI, M. ; F.NASUTI ; M.ONOFRI: Quasi-2D Modeling of High-Aspect-Ratio-Cooling-Channel Flows. In: *49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Joint Propulsion Conferences, (AIAA 2013-3998)*. – doi: 10.2514/6.2013–3998, 2013
- [78] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. : Investigation of Transcritical Methane Flow and Heat Transfer in Curved Cooling Channels. In: *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2 - 5 August 2009, Denver, Colorado*. – doi: 10.2514/6.2009–5304, 2009
- [79] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. : CFD Analysis of Curved Coolign Channel Flow and Heat Transfer in Rocket Engines. In: *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 25 - 28 July 2010, Nashville, TN*, 2010
- [80] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. : Analysis on the Effect of Channel Aspect Ratio on Rocket Thermal Behavior. In: *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 30 July - 1 August 2012, Atlanta, Georgia*. – doi: 10.2514/6.2012–3991, 2012
- [81] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. : Trade-off Analysis of High-Aspect-Ratio-Cooling-Channels for Rocket Engines. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 44, December 2013, Pages 458-467*. – doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.08.003, 2013
- [82] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; ONOFRI, M. ; RONCIONI, P. ; VOTTA, R. ; BATTISTA, F. : Heat Transfer Modeling for Supercritical Methane Flow in Rocket Engine Cooling Channels. In: *Applied thermal engineering 75 600 - 607*. – doi: 10.1016/j.applthermaleng.2014.10.008, 2015

- [83] PIZZARELLI, M. ; NASUTI, F. ; PACIORRI, R. ; ONOFRI, M. : Numerical Analysis of Three-Dimensional Flow of Supercritical Fluid in Asymmetrically Heated Channels. In: *AIAA Journal Vol. 47, No. 11, November 2009*. – doi: 10.2514/1.38542, 2009
- [84] PIZZARELLI, M. : *Modeling of Cooling Channel Flow in Liquid-Propellant Rocket Engines*, Dissertation Universita degli Studi Roma "La Sapienza", 2007
- [85] PIZZARELLI, M. : A CFD-derived Correlation for Methane Heat Transfer Deterioration. In: *Numerical Heat Transfer, Part A 2016, Vol.69, No. 3, 242-264*. – doi: 10.1080/10407782.2015.1080575, 2016
- [86] PIZZARELLI, M. : The status of the research on the heat transfer deterioration in supercritical fluids: A review. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 95, July 2018, Pages 132-138*. – doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2018.04.006, 2018
- [87] POPP, M. ; SCHMIDT, G. : Rocket Engine Combustion Chamber Design Concepts for Enhanced Life. In: *32nd, AIAA, ASME, SAE, and ASEE, Joint Propulsion Conference and Exhibit, Lake Buena Vista, FL, July 1-3, 1996*. – doi: 10.2514/6.1996-3303, 1996
- [88] PRECLIK, D. ; WIEDMANN, D. ; OECHSLEIN, W. ; KRETSCHMER: Cryogenic Rocket Calorimeter Chamber Experiments and Heat Transfer Simulations. In: *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 13-15, 1998, Cleveland, OH*. – doi: 10.2514/6.1998-3440, 1998
- [89] PREUSS, A. ; PRECLIK, D. ; MÄDING, C. ; GÖRGEN, J. ; SOLLER, S. ; HAIDN, O. ; OSCHWALD, M. ; CLAUSS, W. ; TORRES, Y. ; SENDER, J. : LOX / Methane Technology Efforts for Future Liquid Rocket Engines. In: *Space Propulsion 2008, May 5-9, 2008, Heraklion, Crete, Greece*
- [90] PUGH, R. L.: The many Facets of the RL10 Liquid Rocket Engine, a continuing success Story. In: *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 13 - 15 July 1998, Cleveland, OH, AIAA-98-3680*. – doi: 10.2514/6.1998-3680, 1998
- [91] QUENTMEYER, R. J.: Experimental Fatigue Life Investigation of Cylindrical Thrust Chambers / NASA, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio. 1977. – Forschungsbericht
- [92] RACHUK, V. ; N.TITKOV: The First Russian LOX-LH2 Expander Cycle LRE: RD0146. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 9 - 12 July 2006, Sacramento, California*. – doi: 10.2514/6.2006-4904, 2006
- [93] RIES, F. ; OBANDO, P. ; SHEVCHUCK, I. ; JANICKA, J. ; SADIKI, A. : Numerical analysis of turbulent flow dynamics and heat transport in a round jet at supercritical conditions. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow 66 (2017) 172-184*. – doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.06.007, 2017
- [94] ROSENBERG, S. ; GAGE, M. : Compatibility of Hydrocarbon Fuels with Booster Engine Combustion Chamber Liners. In: *24th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Boston*. – doi: 10.2514/3.23410, 1988

- [95] SATTELMAYER, T. ; SCHMID, M. ; SCHULZE, M. : Interaction of Combustion with Transverse Velocity Fluctuations in Liquid Rocket Engines. In: *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 31, No. 4, July-August. – doi: 10.2514/1.B35529, 2015
- [96] SCHLICHTING, H. : *Grenzschicht-Theorie*. G. Braun GmbH, Karlsruhe, 1965
- [97] SCHUFF, R. ; ANDERSON, W. E. ; JUNG, H. ; MERKLE, C. : Experimental Investigation of Asymmetric Heating in a High Aspect Ratio Cooling Channel with Supercritical Nitrogen. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 8 - 11 July 2007, Cincinnati, OH*. – doi: 10.2514/6.2007-5501, 2007
- [98] SCHWARZE, R. : *CFD-Modellierung*. Springer, 2013. – ISBN 978-3-642-24378-3
- [99] SENDER, J. ; SUSLOV, D. ; DEEKEN, J. ; GRÖNING, S. ; OSCHWALD, M. : "L42"Technology Demonstrator: Operational Experience. In: *Space Propulsion 2016*, 2016
- [100] SETZMANN, U. ; WAGNER, W. : A New Equation of State and Tables of Thermodynamic Properties for Methane Covering the Range from the Melting Line to 625 K at Pressures up to 1000 MPa. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 20(6):1061-1151. – doi: 10.1063/1.555898, 1991
- [101] SHIRALKAR, B. S. ; GRIFFITH, P. : Deterioration in Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressure and High Heat Fluxes. In: *Journal of Heat Transfer* 91(1), 27-36. – doi: 10.1115/1.3580115, 1969
- [102] SUSLOV, D. ; ARNOLD, R. ; HAIDN, O. J.: Investigation of Two Dimensional Thermal Loads in the Region Near the Injector Head of a High Pressure Subscale Combustion Chamber. In: *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. – doi: 10.2514/6.2009-450, 2009
- [103] SUSLOV, D. ; KOPP, W. ; OSCHWALD, M. ; HABERZETTL, A. : Patent Nr. DE 10 2005 058 136 B3 2007.03.08. 2005
- [104] SUSLOV, D. ; WOSCHNAK, A. ; GREUEL, D. ; OSCHWALD, M. : Measurement Techniques for Investigation of Heat Transfer Processes at European Research and Technology Test facility P8. In: *1st EUCASS, 2005-07-04 - 2005-07-07*, 2005
- [105] SUSLOV, D. ; WOSCHNAK, A. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M. : Test specimen Design and Measurement Technique for Investigation of Heat Transfer Processes in Cooling Channels of Rocket Engines under Real Thermal Conditions. In: *AIAA 2003-4613 39th Joint propulsion Conference, July, 20-23, Huntsville, Alabama*. – doi: 10.2514/6.2003-4613, 2003
- [106] SUSLOV, D. ; WOSCHNAK, A. ; SENDER, J. ; OSCHWALD, M. ; HAIDN, O. : Investigation of Heat Transfer Processes in Cooling Channels of Rocket Engines at Representative Operating Conditions. In: *SPACE 2003, Moscow - Kaluga, Sept. 15-19 2003, Russian Federation*, 2005

- [107] SUSLOV, D. ; ARNOLDA, R. ; HAIDN, O. : Investigation of Film Cooling Efficiency in a High Pressure Subscale LOX/H₂ Combustion Chamber. In: *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Joint Propulsion Conferences, San Diego, California*. – doi: 10.2514/6.2011-5778, 2011
- [108] SUTTON, G. P. ; WAGNER, W. R. ; SEADER, J. D.: Advanced Cooling Techniques for Rocket Engines. In: *Journal of Astronautics and Aeronautics(1966), January, S. 60-71*, 1966
- [109] SUTTON, G. ; BIBLARZ, O. : *Rocket Propulsion Elements*. John Wiley & Sons, 2001
- [110] TAYLOR, M. F.: Correlation of Local Heat-Transfer Coefficients for Single-Phase Turbulent Flow of Hydrogen in Tubes with Temperature Ratio to 23 / Lewis Research Center, Cleveland, Ohio. 1968. – Forschungsbericht
- [111] TAYLOR, M. F.: Applications of Variable Property Heat-Transfer and Friction Equation to Rocket Nozzle Coolant Passages and Comparison with Nuclear Rocket Test Results. In: *AIAA, 6th Joint Specialists Conference, San Diego, California*, 1970
- [112] TORRES, Y. : *Transferts energetique dans les canaux de refroidissement courbes de moteurs fusées*, Dissertation L'Universite de Valenciennes et du Hainaut Cambresis, 2008
- [113] URBANO, A. ; NASUTI, F. : Onset of Heat Transfer Deterioration in Supercritical Methane Flow Channels. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer Vol. 27, No. 2, April-June*. – doi: 10.2514/1.T4001, 2013
- [114] URBANO, A. ; NASUTI, F. : Parametric Analysis of Heat Transfer to Supercritical-Pressure Methane. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer Vol. 26, No. 3, July - September 2012*. – doi: 10.2514/1.T3840, 2012
- [115] VOTTA, R. ; BATTISTA, F. ; SALVATORE, V. ; PIZZARELLI, M. ; LECCESE, G. ; NASUTI, F. ; MEYER, S. : Experimental investigation of transcritical methane flow in rocket engine cooling channel. In: *Applied Thermal Engineering, Volume 101, 25 May 2016, Pages 61-70*. – doi: 10.1016/j.applthermaleng.2015.12.019, 2016
- [116] WADEL, M. : Comparison of High Aspect Ratio Cooling Channel Design for a Rocket Combustion Chamber / NASA, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio 44135. 1997. – Forschungsbericht
- [117] WADEL, M. F.: Comparison of High Aspect Ratio Cooling Channel Designs for a Rocket Combustion Chamber With Development of an Optimized Design / NASA/TMw1998-206313. 1998. – Forschungsbericht
- [118] WADEL, M. F. ; MEYER, M. L.: Validation of High Aspect Ratio Cooling in a 89kN Thrust Combustion Chamber / NASA, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, 44135. 1996. – Forschungsbericht
- [119] WALZ, A. : *Strömungs- und Temperaturgrenzschichten*. G. Braun GmbH, Karlsruhe, 1966

-
- [120] WENNERBERG, J. ; ANDERSON, W. E. ; HABERLEN, P. A. ; JUNG, H. ; MERKLE, C. L.: Supercritical Flows in High Aspect Ratio Cooling Channels. In: *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 10 - 13 July 2005, Tucson, Arizona*. – doi: 10.2514/6.2005-4302, 2005
- [121] WENNERBERG, J. ; JUNG, H. ; SCHUFF, R. ; ANDERSON, W. ; MERKLE, C. : Study of Simulated Fuel Flows in High Aspect Ratio Cooling Channels. In: *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 9 - 12 July 2006, Sacramento, California*. – doi: 10.2514/6.2006-4708, 2006
- [122] WHITE, F. M.: *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, 2011. – ISBN 978-0-07-352934-9
- [123] WILCOX, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 1993. – ISBN 0963605100
- [124] WOSCHNAK, A. : *Untersuchung des Wärmeübergangs in regenerativ gekühlten Schubkammern kryogener Raketentriebwerke*, Dissertation RWTH Aachen University, 2009
- [125] WOSCHNAK, A. ; OSCHWALD, M. : Thermo- and Fluidmechanical Analysis of High Aspect Ratio Cooling Channels. In: *37th AIAA/ASME/SAE/ASEE/ JPC Conference and Exhibit, AIAA 2001-3404*. – doi: 10.2514/6.2001-3404, 2001
- [126] WOSCHNAK, A. ; SUSLOV, D. ; OSCHWALD, M. : Experimental and Numerical Investigations of Thermal Stratification Effects. In: *AIAA 2003-4615 39th Joint propulsion Conference, July, 20-23, Huntsville, Alabama*. – doi: 10.2514/6.2003-4615, 2003
- [127] XU, K. ; RUAN, B. ; MENG, H. : Validation and analyses of RANS CFD models for turbulent heat transfer of hydrocarbon fuels at supercritical pressures. In: *International Journal of Thermal Sciences, Volume 124, February 2018, Pages 212-226*. – doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2017.10.019, 2018

Anhang

Gitterstudie für die numerischen Simulationen

Die nicht-Abhängigkeit der Simulationsergebnisse vom verwendeten Gitter wurde in einer Gitterstudie verifiziert. Als Geometrie wurde Quadrant 4 (AR:9.2) verwendet. Drei Gitter, ein grobes, ein mittleres und ein feines wurden verwendet, wobei sich die Gitterzahl im Kanal mit jedem Verfeinerungsschritt in Höhe und Breite verdoppelt hat. y^+ Werte sind für alle Gitter $y^+ < 1$. Dieselben Gitter wurden sowohl mit Wasserstoff als auch mit Methan simuliert. Dabei wurde die Wand für Wasserstoff als hydrodynamisch glatt angesehen und für Methan mit einer Sandkornrauheit von $\kappa_s = 1 \mu m$ beaufschlagt.

In Übereinstimmung mit der Analyse von Torres [112] wird für die Analyse der Wandwärmestromverlauf an der Kühlkanalwand in radialer Richtung an Position $x = 0.05 m$ betrachtet. Abbildungen 10.1 und 10.2 zeigen die Ergebnisse. Übereinstimmend, ist der Verlauf für alle drei Gitter gleich. Die verwendeten Gitter und die Abweichung des maximalen Wertes der Wärmestromdichte an Position $x = 0.05 m$ zu dem Wert für das feine Gitter ist in Tabelle 10.1 zusammengefasst.

Für die Simulationen wurde das mittlere Gitter verwendet. Eine weitere Verfeinerung des Gitters bringt keine nennenswerte Verbesserung (Fehler $\leq 0.3\%$). Für alle Quadranten wurde dieselbe Auflösung verwendet.

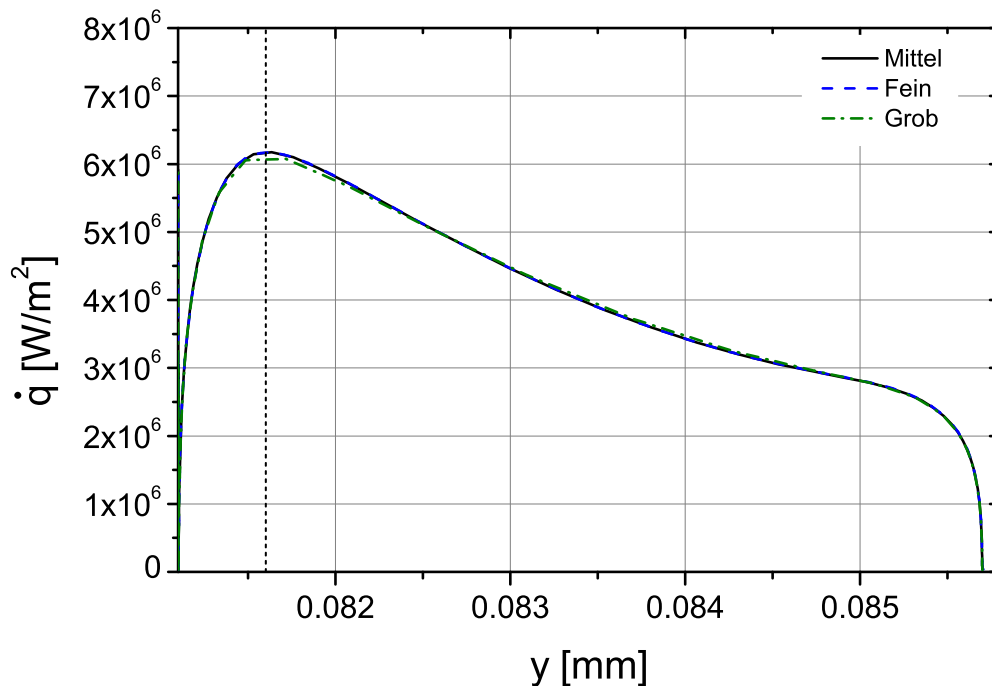


Abbildung 10.1: Wärmestromdichte entlang der Kanalwand in radialer Richtung für verschiedene Gitter (Wasserstoff).

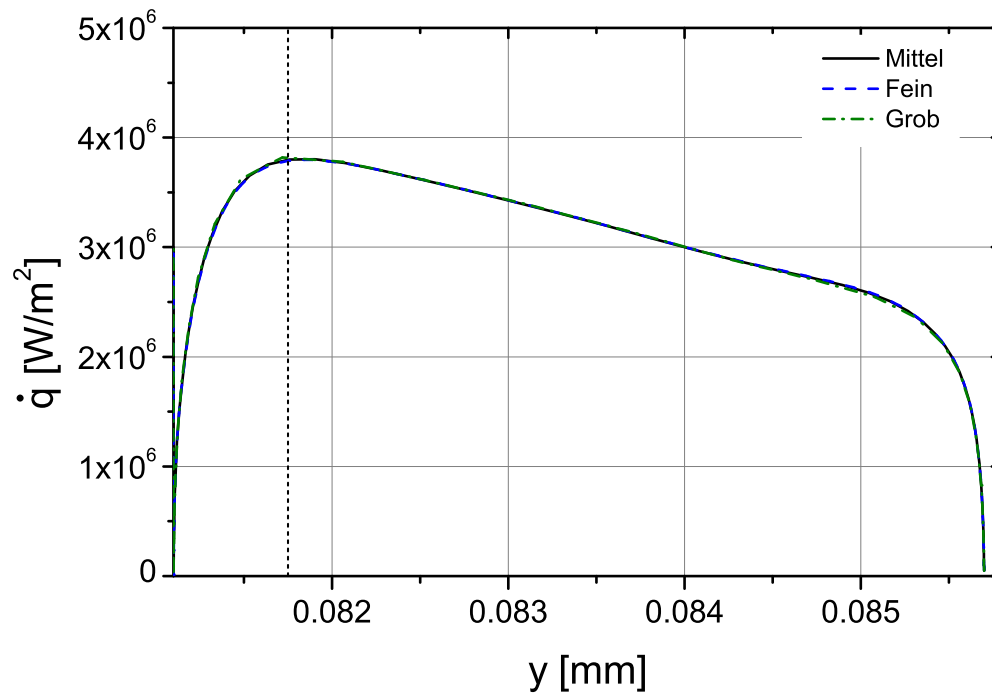


Abbildung 10.2: Wärmestromdichte entlang der Kanalwand in radialer Richtung für verschiedene Gitter (Methan).

	grob	mittel	fein
n Breite	15	30	60
n Höhe	40	80	160
Abweichung zum feinen Gitter (Wasserstoff) [%]	1.00	0.13	-
Abweichung zum feinen Gitter (Methan) [%]	0.71	0.30	-

Tabelle 10.1: Verwendete Gitter für die Gitterstudie.