



Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt  
German Aerospace Center



HEILBRONN UNIVERSITY  
OF APPLIED SCIENCES

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Institut für Raumfahrtantriebe

Hochschule Heilbronn

Masterthesis

**Numerische Untersuchung des Einflusses von Randbedingungen auf  
die injektornahe  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  Flamme in Raketenbrennkammern**

Luca Klink

Lampoldshausen, 30. November 2023

Hochschulbetreuer: Prof. Dr.-Ing. Karsten Wittek

Zweitprüfer: Jan van Schyndel

---

## Bibliografische Angaben

- Verfasser: Luca Klink  
211671 (Matrikelnummer)  
30.07.1999 | Heilbronn
- Titel: Numerische Untersuchung des Einflusses von Randbedingungen  
auf die injektornahe CH<sub>4</sub>-O<sub>2</sub> Flamme in Raketenbrennkammern
- Seitenzahl: 97
- Art der Thesis: Masterthesis
- Studiengang: Master of Engineering Maschinenbau  
(Vertiefungsrichtung: Engineering)
- Kooperation: **University of Applied Sciences Heilbronn**  
Fachbereich T1  
Lehr- und Forschungsgebiet:  
Strömungsdynamik und  
Thermodynamik
- German Aerospace Center (DLR)**  
Institute of Space Propulsion  
Im Langen Grund, 74239, Hardthausen am Kocher
- Ausgabedatum: 01.06.2023
- Abgabedatum: 30.11.2023
- Schlagworte: CFD, Flamelet, Koaxialinjektor, Parametervariation, Methan, LOX

## Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre eidesstattlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle aus ungedruckten Quellen, gedruckter Literatur oder aus dem Internet im Wortlaut oder im wesentlichen Inhalt übernommenen Formulierungen und Konzepte gemäß den Richtlinien wissenschaftlicher Arbeiten zitiert, durch Fußnoten gekennzeichnet bzw. mit genauer Quellenangabe kenntlich gemacht habe.

Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form oder auszugsweise noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Lampoldshausen, 30.11.2023

Unterschrift:

gez. Luca Klink

## Vorwort

Die vorliegende Masterthesis entstand im Rahmen meines Masterstudiums Maschinenbau am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) Lampoldshausen im Zeitraum vom 01.06.2023 bis 30.11.2023. An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die mit ihrer Unterstützung zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Besonders danke ich meinem betrieblichen Betreuer Jan van Schyndel, der durch seine hervorragende Expertise mir über den gesamten Bearbeitungszeitraum wertvolle Impulse für die Bearbeitung des Themas geliefert hat. Besonders gefreut haben mich außerdem die fachlichen Diskussionen über den Tellerrand meiner Arbeit hinaus, welche mein Wissen im Bereich der Raumfahrtantriebe erweiterten.

Ebenso danke ich Herrn Dr. Justin Hardi, der mir diese Arbeit in der Abteilung Raketenantriebstechnologie erst möglich gemacht hat.

Weiter möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Karsten Wittek danken, der die hochschulseitige Betreuung dieser Abschlussarbeit übernommen hat.

Zuletzt möchte ich meiner Familie und meiner Freundin für den Rückhalt und das Verständnis während der Bearbeitungszeit danken.

Lampoldshausen, im November

Luca Klink

## Kurzfassung

Die Treibstoffkombination LOX / Methan erweist sich aufgrund diverser Vorteile als vielversprechende Alternative zu herkömmlichen Treibstoffen in aktuellen und zukünftigen Entwicklungen von flüssigen Raketentriebwerken. Als Beispiel für eine solche Entwicklung ist das Haupt- und Oberstufentriebwerk Prometheus in der 100 t Schubklasse zu nennen. Bei der Verwendung von Methan als Raketentreibstoff bleiben einige Phänomene wie zum Beispiel die Flammenstabilisierung und die Einspritzung eine Herausforderung. Um die Einflussfaktoren auf die injektornahe Flamme numerisch zu untersuchen, werden im Rahmen dieser Thesis Randbedingungen an einer exemplarischen Koaxialinjektorgeometrie variiert. Dabei wird der DLR Strömungslöser TAU genutzt, um 2D RANS (Reynoldes Averaged Navier Stokes) Simulationen einer abgeleiteten HF-10 [1] Injektorgeometrie durchzuführen.

Zu Beginn der Arbeit wird das Rechenetz ermittelt und dessen Gestaltung quer und längs zur Hauptströmungsrichtung untersucht. Weiter werden Variationen der Injektoreinläufigen durchgeführt, um den Einfluss unterschiedlich turbulent ausgeprägter Strömungsprofile auf die Verbrennung beurteilen zu können. Die Simulationsergebnisse mit Variation der Einläufigen zeigen, dass vor allem die Turbulenz der wandnahen Strömung einen Einfluss auf die Flamme ausübt. Im Weiteren ergibt die Variation des Brennkammerdrucks, dass die injektornahe Flamme entscheidend durch die mit der Druckveränderung einhergehende Änderung des Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnisses beeinflusst wird. Mit zusätzlicher Anpassung der Massenströme beeinflussen neben dem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis weitere Effekte die Simulationsergebnisse. Die Anpassung der Injektorwandtemperaturen ergibt, dass der Einfluss des Wärmestroms an der Injektorstirnfläche (LOX-Post tip) auf die Massenströme der Treibstoffkomponenten vernachlässigbar ist. Weiter wird die LOX-Post Dicke variiert. Die Ergebnisse zeigen, dass das Rückströmgebiet nach dem LOX-Post tip mit der Dicke des LOX-Posts skaliert. Bei dünnerem LOX-Post wird die Flamme unter Zwang beider Massenströme eingeeengt und verschoben. Die Intensität der Turbulenz erhöht sich dabei vor allem im hinteren Simulationsraum. Die Variation der druckangepassten Flamelettabellen ergibt, dass eine bei hohen Drücken erstellte Flamelettable in einem breiten Druckbereich gute Simulationsergebnisse liefert. Bei der Variation der Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten zeigt sich, dass sich die Simulationsdauer bei von TAU berechneten Werten um 52 % gegenüber vortabellierten Werten erhöht.

## Abstract

The fuel combination liquid oxygen (LOX) and methane becomes more important for the future development of liquid rocket engines and is an alternative to conventional fuel combinations. An example of such an engine is the Prometheus engine with a thrust of 100 tons. Methane as a rocket fuel has a number of challenges, for example flame stabilization and injection. The main goal of the work presented in this thesis is to investigate the influencing factors of the flame which is close to the injector. Boundary conditions are varied using an exemplary coaxial injector geometry. The DLR flow solver TAU is used to perform 2D RANS (Reynoldes Averaged Navier Stokes) simulations of a derived HF-10 [1] injector geometry.

First, the computational mesh is determined and its design is examined transversely and longitudinally to the main flow direction. Furthermore, variations of the injector inlet lengths are investigated to determine the influence of turbulent flow profiles on combustion. The simulation results show that the flame is mainly influenced by the turbulence intensity of the flow close to the wall. The variation of the combustion chamber pressure shows that the flame near the injector is significantly influenced by the change in the momentum flux and velocity ratio associated with the pressure change. With additional adjustment of the mass flows, further effects besides the momentum flux and velocity ratio influence the simulation results. The variation of the injector wall temperatures shows that the heat flow of the LOX post has a negligible influence on the mass flows of the fuel components. If the LOX post thickness is changed, the return flow area scales with the LOX post thickness. With thinner LOX post, the flame is constricted and shifted under the influence of both mass flows. The turbulence intensity also increases with a thinner LOX post, especially in the rear simulation room. Furthermore, the variation of pressure-adjusted flamelet tables shows that a flamelet table created at high pressures provides good simulation results in a wide pressure range. When varying the calculation of the laminar transport coefficients, it can be seen that the simulation time increases by 52 % for values calculated by TAU compared to pre-tabulated values.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>X</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>XIII</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>XVI</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Zielsetzung . . . . .	1
1.3 Methan in Raketentriebwerken . . . . .	2
1.4 Raumfahrtantriebe . . . . .	3
1.5 Flüssigraketentriebwerke . . . . .	3
1.6 Injektortechnik . . . . .	4
<b>2 Modellierung von Raketenbrennkammern</b>	<b>6</b>
2.1 Herausforderungen bei der Verbrennungsmodellierung . . . . .	6
2.2 DLR TAU-Code . . . . .	6
2.3 Thermodynamische Effekte kryogener Fluide . . . . .	7
<b>3 Mathematische und physikalische Modelle</b>	<b>10</b>
3.1 Navier-Stokes-Gleichungen . . . . .	10
3.2 Zustandsgleichungen . . . . .	10
3.3 Thermodynamische Eigenschaften und laminare Transportkoeffizienten . . . . .	11
3.4 Turbulenzmodellierung . . . . .	11
3.5 Flamelet Verbrennungsmodell . . . . .	13
3.5.1 Flameletlöser . . . . .	14
3.5.2 Flamelet-Verbrennungsmodellierung . . . . .	15
3.5.3 Zusammenhang zwischen Flamelet-Löser, Flamelet-Bibliothek und TAU . . . . .	16
3.6 Simulationscharakteristika . . . . .	16
<b>4 Basiseinstellungen</b>	<b>18</b>
4.1 Geometrie . . . . .	18
4.2 Definition der Randbedingungen . . . . .	19
4.3 Methoden der Simulationsauswertung . . . . .	21
<b>5 Netzstudie</b>	<b>22</b>
5.1 Einfluss der Netzauflösung quer zur Strömungsrichtung . . . . .	22
5.2 Einfluss der Netzauflösung längs zur Strömungsrichtung . . . . .	26
<b>6 Untersuchung der Injektorlänge</b>	<b>32</b>
6.1 Injektorlänge bei 300 K Fluidtemperatur . . . . .	32
6.2 Injektorlänge mit realen Fluideigenschaften . . . . .	34
6.3 Einflussuntersuchung des turbulenten Strömungsprofils auf die Verbrennung und Flammenbildung . . . . .	35

---

<b>7</b>	<b>Untersuchung des Druckeinflusses</b>	<b>40</b>
7.1	Variation Brennkammerdruck . . . . .	40
7.2	Variation Massenströme und Brennkammerdruck . . . . .	48
7.3	Einfluss auf den Wärmestrom am LOX-Post . . . . .	56
7.4	Fazit . . . . .	57
<b>8</b>	<b>Untersuchung des Temperatureinflusses</b>	<b>58</b>
8.1	Variation der Wandtemperatur am LOX-Post . . . . .	58
8.2	Variation der Wandtemperaturen an den Einläufen . . . . .	64
8.3	Exponentielle Temperaturaufprägung an den Einläufen . . . . .	72
8.4	Fazit . . . . .	72
<b>9</b>	<b>Untersuchung der LOX-Post Dicke</b>	<b>74</b>
9.1	Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	74
9.2	Einfluss auf den Wärmestrom am LOX-Post . . . . .	83
9.3	Fazit . . . . .	84
<b>10</b>	<b>Untersuchung druckangepasster Flamelettabellen</b>	<b>85</b>
<b>11</b>	<b>Variation der Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten</b>	<b>89</b>
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung / Summary</b>	<b>93</b>
<b>13</b>	<b>Ausblick</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>XVII</b>
	<b>Anhang</b>	<b>XIX</b>



---

## Abkürzungsverzeichnis

<b>AP-Injektor</b>	Advanced Porous Injektor
<b>BSL Model</b>	Baseline Model
<b>CFD</b>	Computational Fluid Dynamics
<b>DDES</b>	Delayed Detached Eddy Simulation
<b>DLR</b>	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
<b>HPC</b>	High performance computing
<b>HTBP</b>	Hydroxyl-terminated polybutadiene
<b>LOX</b>	Liquid Oxygen
<b>LUMEN</b>	Liquid upper stage demonstrator engine
<b>MMH</b>	Methylhydrazin
<b>NIST</b>	National Institute of Standards and Technology
<b>NTO</b>	Nitrogen tetroxide
<b>RANS</b>	Reynoldes Averaged Navier Stokes
<b>RB</b>	Randbedingungen
<b>REST</b>	Rocket Engine Stability Initiative
<b>SSME</b>	Space Shuttle Main Engine
<b>TAU</b>	DLR Strömungslöser

## Symbolverzeichnis

### Lateinische Symbole

$A_N$	[m <sup>2</sup> ]	Kreisringfläche
$a$	[m <sup>2</sup> /s]	Temperaturleitfähigkeit
$C$	[–]	Modellierungskonstante
$c_p$	[J/(kg · K)]	Isobare spezifische Wärmekapazität
$D_\alpha$	[m <sup>2</sup> /s]	Diffusionskoeffizient von Komponente $\alpha$
$d$	[m]	Materialstärke
$E$	[J/kg]	Spezifische Gesamtenergie
$E_r$	[J/mol]	Aktivierungsenergie
$F_1$	[–]	Umschaltfunktion
$H$	[J/mol]	Enthalpie
$h_\alpha$	[J/kg]	Spezifische Enthalpie von Komponente $\alpha$
$J$	[–]	Impulsflussverhältnis
$j_{\alpha k}$	[kg/(m <sup>2</sup> · s)]	Diffusionsmassenfluss von Komponente $\alpha$ nach $k$
$K_{cr}$	[–]	Gleichgewichtskonstante
$k$	[mol/(m <sup>2</sup> · s)]	Reaktionsrate
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Turbulente kinetische Energie
$k$	[W/m · K]	Wärmeleitfähigkeit Fluid
$k_{fr}, k_{br}$	[J/(kg · K)]	Geschwindigkeitskoeffizienten für Hin- und Rückreaktion
$L$	[m]	freie Weglänge
$l_0$	[m]	Kleinste charakteristische Länge
$\mathcal{M}_\alpha$	[kg/mol]	Molekulargewicht von Komponente $\alpha$
$\dot{m}$	[kg/s]	Massenstrom
$\dot{m}_\alpha$	[kg/(m <sup>3</sup> · s)]	Chemischer Produktionsterm von Komponente $\alpha$
$N_k$	[–]	Anzahl der zu betrachtenden Spezies
$n$	[–]	Exponent für Nikuradse Ansatz
$n$	[m]	Kolmogorov Länge
$n_r$	[–]	Temperturkoeffizient
$p$	[bar]	Druck
$Q$	[J/kg]	Pro Treibstoffmasse freigesetzte Wärme
$\dot{q}$	[W/m <sup>2</sup> ]	Wärmestromdichte
$q_k$	[W/m <sup>2</sup> ]	Wärmestrom in Richtung $k$
$R$	[m]	Radius
$R_u$	[–]	Geschwindigkeitsverhältnis
$r$	[–]	Beschränkungsfaktor

$T$	[K]	Temperatur
$u_k$	[m/s]	Geschwindigkeitsanteil in Richtung $k$
$\nu$	[-]	Stöchiometrischer Koeffizient
$x_k, y_k, z_k$	[m]	Kartesische Koordinaten
$Y_\alpha$	[-]	Massenanteil Komponente $\alpha$
$Z$	[-]	Mischungsbruch
$\tilde{Z}$	[-]	Mittlerer Massenbruch
$Z''^2$	[-]	Varianz des Mischungsbruchs
$z_N$	[-]	Radius der Kreisringfläche
$CFL$	[-]	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
$Kn$	[-]	Knudsenzahl
$Le$	[-]	Lewis-Zahl
$R_m$	[J/(mol · K)]	Universelle Gaskonstante
$S_c$	[-]	Schmidtzahl

**Griechische Symbole**

$\alpha$	[W/m <sup>2</sup> · K]	Wärmeübertragungskoeffizient
$\epsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Dissipationsrate von $k$
$\lambda$	[W/(m · K)]	Wärmeleitfähigkeit Festkörper
$\mu$	[kg/(m · s)]	Viskosität
$\nu'$	[-]	Stöchiometrischer Koeffizient Edukt
$\nu''$	[-]	Stöchiometrischer Koeffizient Produkt
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\tau_{ij}$	[kg/(m · s <sup>2</sup> )]	Spannungstensorelement
$\Phi$	[-]	Äquivalenzverhältnis
$\Phi/T$	[J/mol]	Molare Gibbs-Energie
$\chi$	[1/s]	Skalare Dissipationsrate
$\omega$	[1/s]	Spezifische Dissipationsrate

**Sonstiges**

$erf$	[-]	Gaußsche Fehlerfunktion
$\alpha, a, b, \delta_1, \delta_2$	[-]	Parameter der allgemeinen kubischen Zustandsgleichung
$\beta^k, \beta^\omega, \gamma^\omega, \sigma^k, \sigma^\omega, \sigma^d$	[-]	Schließungskoeffiziente der Turbulenzmodelle

**Indizes**

$0$	Referenzgröße
$br$	Rückwärtsreaktion
$CH_4$	Parameter bezogen auf Methan
$cr$	Parameter am kritischen Punkt
$F$	Parameter bezogen auf Treibstoffkomponente
$fr$	Vorwärtsreaktion
$i$	Partialgröße
$i, j, k$	Vektorkomponenten
$LOX$	Parameter bezogen auf Flüssigsauerstoff
$max$	Parametermaximum
$O$	Parameter bezogen auf OxidatorKomponente
$R$	Reservoir
$st$	Stöchiometrischer Parameter
$t$	Turbulenter Parameter
$w$	Parameter bezogen auf Wand
$\alpha$	Parameter der Komponente $\alpha$
$\overline{(\cdot)}$	Einfacher Mittelwert
$\tilde{(\cdot)}$	Favre-Mittelung
$\tilde{(\cdot)}$	Massenmittelung (bei Turbulenzmodellen)
$(\cdot)''$	Fluktuation bei Favre-Mittelung
$(\cdot)'$	Fluktuation bei Reynolds-Mittelung

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Spezifischer Vakuumimpuls gängiger Treibstoffkombinationen . . . . .	2
1.2	Schematische Darstellung des RS-25 (SSME) . . . . .	4
1.3	Schematische Koaxialinjektorgeometrie . . . . .	5
2.1	Phasendiagramm von Sauerstoff . . . . .	8
2.2	Dichte und spezifische Wärmekapazität von Sauerstoff über der Temperatur . . . . .	9
3.1	Interaktion zwischen TAU, Flameletsolver und Flamelet Bibliothek . . . . .	16
4.1	Darstellung der Simulationsumgebung . . . . .	18
4.2	Darstellung der Randbedingungen . . . . .	19
4.3	Basisvernetzung des Simulationsraumes . . . . .	20
4.4	Auswertpositionen des Simulationsraumes . . . . .	21
5.1	Netzverfeinerung am LOX-Post tip . . . . .	22
5.2	Temperaturfeld am LOX-Post bei Netzverfeinerung quer zur Hauptströmungsrichtung .	23
5.3	Temperaturen bei Netzverfeinerung quer zur Hauptströmungsrichtung . . . . .	24
5.4	Dichten bei Netzverfeinerung quer zur Hauptströmungsrichtung . . . . .	25
5.5	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Netzverfeinerung quer zur Hauptströmungsrichtung .	25
5.6	Temperaturfeld am LOX-Post bei Variation des Spacings mit 20 Knoten quer zur Hauptströmungsrichtung . . . . .	28
5.7	Temperatur bei Variation des Spacings mit 20 Knoten am LOX-Post . . . . .	29
5.8	Dichte bei Variation des Spacings mit 20 Knoten am LOX-Post . . . . .	29
5.9	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation des Spacings mit 20 Knoten am LOX-Post .	30
5.10	Temperatur bei Variation des Spacings mit 60 Knoten am LOX-Post . . . . .	30
5.11	Dichte bei Variation des Spacings mit 60 Knoten am LOX-Post . . . . .	31
5.12	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation des Spacings mit 60 Knoten am LOX-Post .	31
6.1	Geschwindigkeitsprofile am Einlauf von CH <sub>4</sub> bei idealem Gas und 300 K . . . . .	32
6.2	Geschwindigkeitsprofile am Einlauf von O <sub>2</sub> bei idealem Gas und 300 K . . . . .	33
6.3	Geschwindigkeitsprofile am Einlauf von CH <sub>4</sub> bei realem Fluid und 249 K . . . . .	34
6.4	Geschwindigkeitsprofile am Einlauf von O <sub>2</sub> als reales Fluid und 107 K . . . . .	35
6.5	Temperaturfeld am LOX-Post mit Variation der Sauerstoffeinlauflänge . . . . .	36
6.6	Temperatur bei Variation der Sauerstoffeinlauflänge . . . . .	36
6.7	Axiale Geschwindigkeit bei Variation der Sauerstoffeinlauflänge . . . . .	37
6.8	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation der Sauerstoffeinlauflänge . . . . .	37
6.9	Turbulente Viskosität über die laminare Viskosität bei Variation der Sauerstoffeinlauflänge	38
6.10	Ausgewählte Massenanteile bei Variation der Sauerstoffeinlauflänge . . . . .	39
7.1	Simulationsübersicht Variation des Brennkammerdrucks . . . . .	40
7.2	Temperaturfeld am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanter Massenströme . . . . .	42
7.3	Temperatur mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen . .	42
7.4	Dichte mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen . . . . .	43
7.5	Axiale Geschwindigkeit mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen . . . . .	44
7.6	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen . . . . .	44
7.7	Strömungsfeld mit turbulenter kinetischer Energie am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen . . . . .	45

7.8	Turbulente kinetische Energie mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen . . . . .	45
7.9	Strömungsfeld mit Wirbelviskosität am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen . . . . .	46
7.10	Wirbelviskosität mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen	46
7.11	Strömungsfeld mit Mischungsbruch mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen . . . . .	47
7.12	Stromliniendarstellung bei 60 bar und 200 bar Brennkammerdruck mit konstanten Massenströmen . . . . .	47
7.13	Dichte mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen .	49
7.14	Temperaturfeld am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	50
7.15	Temperatur mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen	51
7.16	Axiale Geschwindigkeit mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	52
7.17	Massenanteile $H_2O$ und $OH$ bei Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströme . . . . .	52
7.18	Strömungsfeld mit turbulenter kinetischer Energie am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	53
7.19	Turbulente kinetische Energie mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	53
7.20	Strömungsfeld mit Wirbelviskosität am LOX-Post mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	54
7.21	Wirbelviskosität mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	54
7.22	Strömungsfeld mit Mischungsbruch mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen . . . . .	55
7.23	Stromliniendarstellung bei 55 bar, 150 bar und 200 bar Brennkammerdruck mit linear angepassten Massenströmen . . . . .	56
7.24	Wärmeströme am LOX-Post tip bei Variation des Brennkammerdrucks und der Massenströme . . . . .	57
8.1	Temperaturfeld am LOX-Post mit ansteigender Temperatur am isothermen LOX-Post tip	59
8.2	Temperatur mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip . . . . .	60
8.3	Wärmestromdichten am isothermen LOX-Post tip für 100 K und 1000 K . . . . .	61
8.4	Durchschnittliche Wärmestromdichte bei Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip . . . . .	61
8.5	Dichte mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip . . . . .	62
8.6	Axiale Geschwindigkeit mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip . .	63
8.7	Massenanteile $H_2O$ und $OH$ bei Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post . .	63
8.8	Temperaturfeld am LOX-Post mit linearer Temperaturaufprägung an den Einläufen von Methan und Sauerstoff . . . . .	65
8.9	Temperatur mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff . . . . .	66
8.10	Dichte mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff . . . . .	67

---

8.11	Axiale Geschwindigkeit mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff . . . . .	67
8.12	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation der Temperaturaufprägelängen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff . . . . .	68
8.13	Wärmestromdichte und reale Fluidtemperatur an Wand <sub>3</sub> mit Variation der Wärmeleitfähigkeit sowie des Temperaturaufprägebereichs . . . . .	69
8.14	Wärmestromdichte und reale Fluidtemperatur an Wand <sub>4</sub> mit Variation der Wärmeleitfähigkeit sowie des Temperaturaufprägebereichs . . . . .	70
8.15	Strömungsfeld mit isobare Wärmekapazität und Temperaturaufprägung an Wand <sub>4</sub> . . .	71
8.16	Exponentiell ansteigende Temperaturprofile aufgeprägt an Wand <sub>3</sub> und Wand <sub>4</sub> . . . . .	72
9.1	Temperaturfeld bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	76
9.2	Radial normiertes Temperaturfeld am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke . .	77
9.3	Normierte Temperatur bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	78
9.4	Normierte Dichte bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	78
9.5	Normierte axiale Geschwindigkeit bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	79
9.6	Normierte Varianz des Mischungsbruchs bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	79
9.7	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	80
9.8	Strömungsfeld mit turbulenter kinetische Energie am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	80
9.9	Normierte turbulente kinetische Energie bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	81
9.10	Strömungsfeld mit Wirbelviskosität am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke .	81
9.11	Normierte Wirbelviskosität bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	82
9.12	Strömungsfeld mit Mischungsbruch am LOX-Post mit Variation der LOX-Post Dicke .	82
9.13	Visualisierung des Wirbelzentrum nach dem LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke	83
9.14	Koordinaten des Wirbelzentrums nach dem LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke	83
9.15	Wärmestrom und Wärmestromdichte bei Variation der LOX-Post Dicke . . . . .	84
10.1	Axiale Geschwindigkeit mit Variation der Flamelettabellen . . . . .	85
10.2	Dichte mit Variation der Flamelettabellen . . . . .	86
10.3	Temperatur mit Variation der Flamelettabellen . . . . .	86
10.4	Varianz des Mischungsbruchs mit Variation der Flamelettabellen . . . . .	87
10.5	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH mit Variation der Flamelettabellen . . . . .	87
11.1	Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation der Ermittlung von $\mu$ und $k$ . . . . .	89
11.2	Temperatur mit Variation der Ermittlung von $\mu$ und $k$ . . . . .	90
11.3	Dichte mit Variation der Ermittlung von $\mu$ und $k$ . . . . .	90
11.4	Axiale Geschwindigkeit mit Variation der Ermittlung von $\mu$ und $k$ . . . . .	91
11.5	Massenanteile H <sub>2</sub> O und OH bei Variation der Ermittlung von $\mu$ und $k$ . . . . .	91

---

## Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften von Methan und Sauerstoff am kritischen Punkt . . . . .	9
3.1	Schließungskoeffizienten Two-layer $k - \epsilon$ Modell. . . . .	13
4.1	Basiswerte der Randbedingungen. . . . .	19
4.2	Kenngößen von LOX und Methan am Einlass . . . . .	19
4.3	Kennzahlen des Basissimulation am Injektor . . . . .	20
5.1	Parameter des Rechnernetzes zur Untersuchung des Einflusses des Spacings . . . . .	27
7.1	Simulationskennzahlen bei steigendem Brennkammerdruck und konstanten Massenströmen . . . . .	41
7.2	Simulationskennzahlen bei steigendem Brennkammerdruck und linear angepassten Massenströmen . . . . .	48
8.1	Wärmeströme bei Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip . . . . .	62
8.2	Wärmeströme bei Variation der Temperaturaufprägelänge an den Einläufen . . . . .	68
8.3	Wärmeströme bei exponentiellen Temperaturprofilen an den Einläufen . . . . .	72
9.1	Simulationskennzahlen bei ansteigender LOX-Post Stärke und konstanten Massenströmen . . . . .	75



# 1 Einführung

## 1.1 Motivation

Methan gewinnt als Raketentreibstoff zunehmend an Bedeutung. Seit 2015 entwickelt ArianeGroup das Haupt- und Oberstufentriebwerk Prometheus in der 100 t Schubklasse. Um die Forschung für dieses und weiterer Triebwerke zu unterstützen hat das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) seine Arbeit im Bereich der LOX / Methan Verbrennung intensiviert. Ein Beispiel hierfür ist das DLR LUMEN Projekt, bei dem ein 2.5 t Oberstufendemonstrator in breadboard Bauweise entwickelt wird. Seit den frühen 2000ern wird am DLR Standort Lampoldshausen die Kombination LOX / Methan erforscht. [2]

Bei dieser Treibstoffkombination bleiben bestimmte Aspekte eine Herausforderung wie zum Beispiel der Einspritzvorgang, die Zündung, die Flammenstabilisierung und die Kühlprozesse [2]. Um diese Forschung zu unterstützen werden zunehmend Kompetenzen im Bereich der HPC-Aktivitäten (High performance computing) am Standort aufgebaut. Die vorliegende Thesis entstand am DLR in Lampoldshausen und beinhaltet die numerische Untersuchungen des Einflusses von Randbedingungen auf injektornaher  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  Flamme.

## 1.2 Zielsetzung

Diese Arbeit hat das Ziel numerische Untersuchungen der injektornahen  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  Flamme durchzuführen. Die Ergebnisse sollen als Leitfaden für zukünftige Simulationen dienen und die Unsicherheiten der Parametereinflüsse am Injektor untersuchen.

Zu Beginn werden Netzstudien durchgeführt, um die Einflüsse der Netzgestaltung quer und längs zur Hauptstromrichtung zu untersuchen. Im Anschluss ist ein repräsentativer Strömungsfall durch die Anpassung der Einlaufängen für Methan und Sauerstoff zu ermitteln. Darauffolgend werden unterschiedliche Parameter variiert, um deren Einfluss auf die Verbrennung und die Flamme zu untersuchen. Nachfolgende Parametervariationen sind als Hauptziele der Arbeit zu nennen:

- Variation des Brennkammerdrucks
- Variation der Massenströme
- Variation der Wandtemperaturen und Bilanzierung der Wandwärmeströme
- Variation der Injektordicke
- Variation druckangepasster Flamelettabellen
- Variation der Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten

### 1.3 Methan in Raketentriebwerken

Flüssige Treibstoffe besitzen einen hohen spezifischen Impuls im Vergleich zu Feststoffantrieben. Mit steigendem spezifischem Impuls erhöht sich in der Regel auch die Nutzlastkapazität. In Abbildung 1.1 sind die spezifischen Impulse über das Mischungsverhältnis der gängigsten flüssigen Treibstoffkombinationen aufgeführt. Dabei berechnet sich der spezifische Vakuumimpuls aus dem Verhältnis von Schub und ausgestoßener Treibstoffmasse ( $F/\dot{m}$ ) und das Mischungsverhältnis aus den Massenströmen der Treibstoffkomponenten ( $\dot{m}_O/\dot{m}_F$ ). [3]

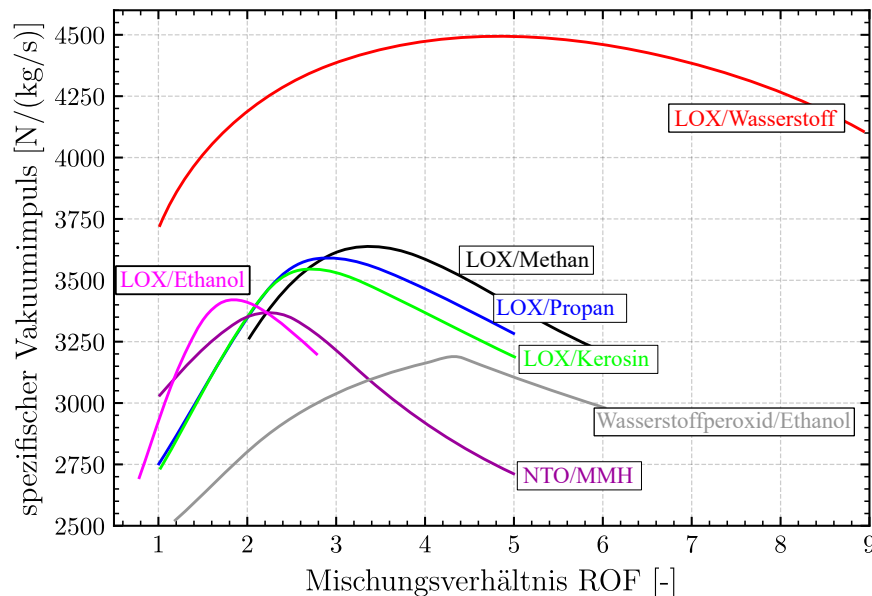


Abbildung 1.1: Spezifischer Vakuumimpuls gängiger Treibstoffkombinationen aufgetragen über das Mischungsverhältnis bei einem Brennkammerdruck von 100 bar und einem Expansionsverhältnis  $\epsilon = 45$ , basierend auf *Oswald Raumfahrtantriebe 1* [3].

Die Kombination LOX/H<sub>2</sub> liefert den höchsten spezifischen Vakuumimpuls und stellt somit die leistungsstärkste Treibstoffkombination dar [3]. Aufgrund der geringen Dichte, der hohen Diffusionsrate und den geringen Temperaturen (flüssig bei  $\leq 20$  K und 1.013 bar) ist der Einsatz von Wasserstoff mit hohen Kosten und hohem technischem Aufwand verbunden [3]. Ergänzend ist jede aufgeführte Treibstoffkombination im volumenspezifischen Vakuumimpuls dem von LOX/H<sub>2</sub> überlegen. Die Kombination LOX/Methan besitzt ähnliche Werte wie LOX/Propan und LOX/Kerosin. Ebenso sind die Siedepunkte von Methan (flüssig bei  $\leq 111.66$  K und 1.013 bar) denen von Sauerstoff (flüssig bei  $\leq 90.19$  K und 1.013 bar) ähnlich, was die Handhabung und die Auslegung der Komponenten erleichtert. Methan ist nicht toxisch und eine erhöhte Umweltbelastung durch Verbrennungsrückstände wie bei festen Treibstoffkomponenten (vgl. Ammoniumperchlorat und HTBP (Ariane 5)) bleibt aus. Weitere Vorteile bilden die moderaten Kosten und die hohe Verfügbarkeit [4]. Beispiele für Methantriebwerke sind die TQ-Serie des chinesischen Startups LandSpace, das Aeon 1 von Terran 1, das Raptor von SpaceX und das Prometheus von ArianeGroup. Lediglich LandSpace hat bislang einen stabilen Orbit mit einem Methantriebwerk erreichen können [5]. Mit steigendem Interesse an Mars-Return Missionen ist Methan mit großer Wahrscheinlichkeit die einzige sinnvolle Treibstoffkombination. Untersuchungen haben gezeigt, dass Methan in der Marsatmosphäre sowie in der Marskruste vorhanden ist [6].

Bis Methantriebwerke einen zuverlässigen Entwicklungsstand erreicht haben, ist weitere Forschungsarbeit notwendig.

## 1.4 Raumfahrtantriebe

In der Raumfahrt lassen sich fünf grundlegende Antriebskonzepte klassifizieren [3]:

- Chemische Antriebe
- Elektrische Antriebe
- Sonderantriebe (Photonenantriebe oder Sonnensegel)
- Nuklearantriebe
- Kaltgasantriebe

Diese Konzepte unterscheiden sich hinsichtlich der Mechanismen der Energiezuführung der ausgestoßenen Treibstoffmasse. Unabhängig von den Mechanismen der Energiezuführung arbeiten fast alle gelisteten Antriebskonzepte nach dem Rückstoßprinzip. Es besagt, dass auf ein Raumfahrzeug mit ausströmendem Massenstrom mit bestimmtem Impuls ein gleich großer in entgegengesetzter Richtung wirkender Gegenimpuls wirkt [7]. Bei chemischen Antrieben wird die Energie zur Erreichung von hohen Austrittsimpulsen durch chemische Reaktionen (zum Beispiel Verbrennungsvorgänge) erzeugt.

## 1.5 Flüssigraketentriebwerke

Bei Flüssigraketentriebwerken werden die Treibstoffe in flüssiger Phase in Tanks gespeichert und durch ein Fördersystem in die Schubkammer geleitet. Unterschieden wird dabei zwischen Einstoffsystemen und Zweistoffsystemen. Einstoffsysteme nutzen monergole Treibstoffe, welche in der Schubkammer in Verbindung mit einem Katalysator gebracht werden und sich daraufhin exotherm zersetzen. Bei Zweistoffsystemen werden der flüssige Treibstoff und der flüssige Oxidator in getrennten Tanks gelagert. Die Vermischung und Verbrennung findet in der Brennkammer stromab des Injektors statt und führt zu einer nicht vorgemischten Flamme (Diffusionsflamme). Abbildung 1.2 zeigt eine schematische Darstellung des SSME (Space Shuttle Main Engine). Die Förderung von Treibstoff und Oxidator in die Brennkammer basiert bei diesem Triebwerk auf einem treibstoffreichen gestuften Verbrennungszyklus. Dabei wird der Treibstoff in zwei Vorbrennkammern mit einem kleinen Teil des Oxidators vorverbrannt [7]. Die entstehende Enthalpie wird zum Antrieb der Hochdruck-Turbopumpen genutzt, welche den Treibstoff und Oxidator fördern. Die Austrittsgase der Turbinen werden danach in der Hauptbrennkammer vollständig verbrannt. Zusätzlich besitzt dieses Triebwerk zwei weitere Turbopumpen mit niedriger Drehzahl und geringer Leistung, um die Hochdruck-Turbopumpen mit Ladedruck zu versorgen. Deren Turbinen werden nicht durch Verbrennungsgase angetrieben. Stattdessen treibt unter hohem Druck stehender Sauerstoff die eine Niederdruck-Turbopumpe und verdampfter Treibstoff die andere Niederdruck-Turbopumpe an. Dieser und weitere Triebwerkszyklen wie zum Beispiel der Expander-Bleed-Zyklus oder der Gasgenerator-Zyklus werden als pumpengeförderte Zyklen bezeichnet, da die Treibstoffe dabei durch Pumpen aus den Tanks gefördert werden. Daneben existieren druckgeförderte Zyklen, bei denen Treibstoff und Oxidator durch Bedrückungsgase aus den Tanks getrieben werden. [7], [8]

Das RS-25 aus Abbildung 1.2 kann in mehrere konstruktive Untersysteme aufgeteilt werden. Ein System beschreibt das Triebwerk mit Schubkammer und Hauptventilen. Die Schubkammer kann wiederum in Einspritzsystem, Brennkammer und Düse unterteilt werden. Ein weiteres System beschreibt das Fördersystem der Treibstoffe, welches Turbopumpen, Gasgeneratoren, Treibstoffleitungen, Tanks und Hilfssysteme (zum Beispiel Betrückungsgase) beinhaltet. [7]

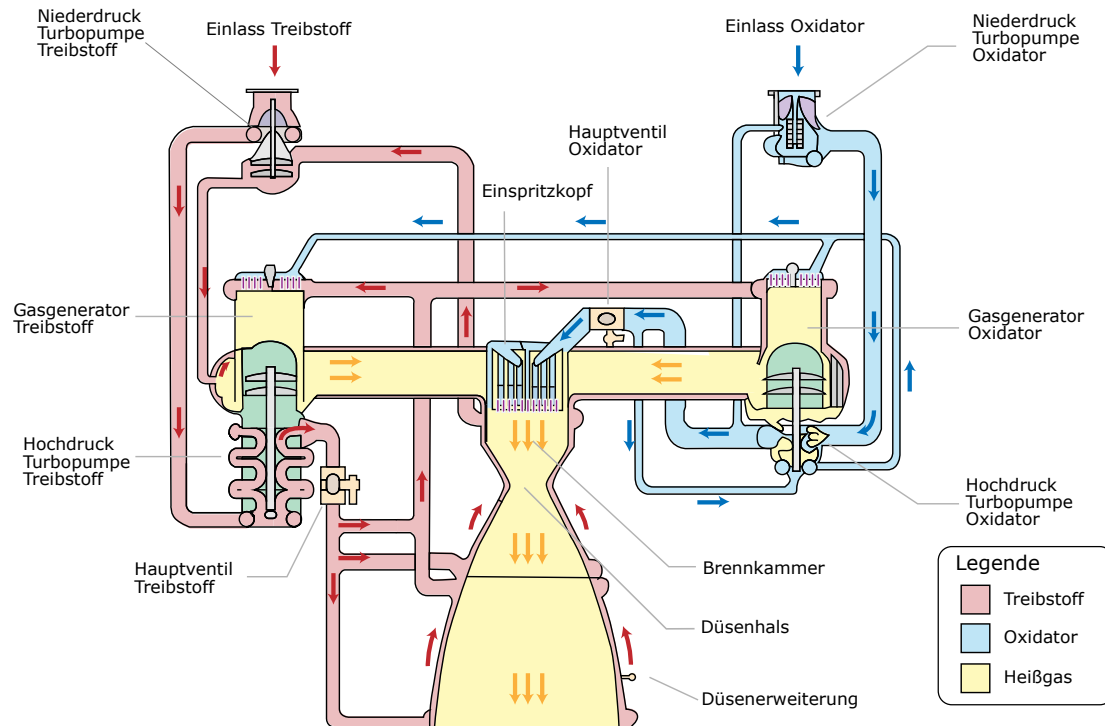


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des RS-25 (SSME) aus [9].

Der Untersuchungsbereich der Thesis beschränkt sich auf den Bereich des Injektors zu Beginn der Brennkammer. Im nachfolgenden Kapitel wird genauer auf die Injektortechnik eingegangen.

## 1.6 Injektortechnik

Der Einspritzkopf besteht bei Triebwerken wie dem RS-25 aus Verteilersystem, akustischen Resonatoren, Zünder und dem Injektionssystem. Das Verteilersystem ist mit den Versorgungsleitungen verbunden und verteilt über einen Sauerstoff- und Treibstoffverteiler die Treibstoffkomponenten über die Injektorelemente. Akustische Resonatoren minimieren hochfrequente Schwingungen im Brennraum. Der Zünder startet die Verbrennungsreaktion. Das Injektionssystem beinhaltet die Injektorplatte, welche die Injektorelemente aufnimmt. Die Gestaltung der Injektoren beeinflusst maßgebend die Verbrennungseffizienz und die Verbrennungsstabilität. Hauptaufgabe des Einspritzsystems ist die gleichmäßige Vermischung von Treibstoff und Oxidator. [7]

Grundlegend kann zwischen mehreren Injektorelementen unterschieden werden, wie zum Beispiel:

- Parallel-Injektoren
- Pintle-Injektoren
- Showerhead-Injektoren
- Koaxialinjektoren
- AP-Injektoren (Advanced Porous Injektoren)

Koaxialinjektoren bilden die Grundlage dieser Arbeit und werden im Nachfolgenden genauer erläutert.

Koaxialinjektoren werden verwendet, wenn ein Reaktant mit geringer Dichte und ein Reaktant mit hoher Dichte vermischt werden sollen. Die Bezeichnung Koaxialinjektor bezieht sich auf die identische Strömungsrichtung beider Treibstoffkomponenten. Abbildung 1.3 zeigt eine schematische Darstellung eines Koaxialinjektors.

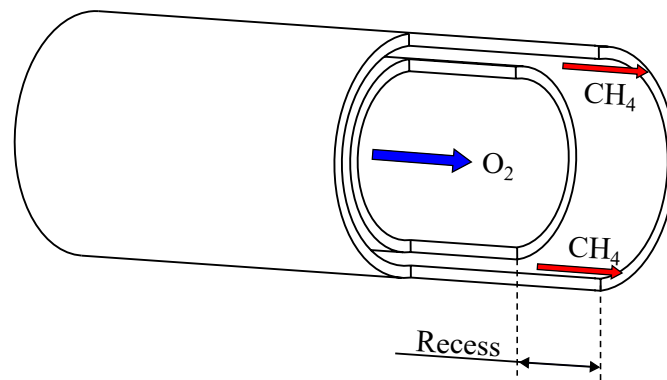


Abbildung 1.3: Schematische Schnittdarstellung eines Koaxialinjektors mit nach hinten versetztem zentralem Röhrrchen (Recess) für den  $O_2$  Massenstrom und einem äußeren Ringspalt für den  $CH_4$  Massenstrom.

In der Regel wird durch das zentrale Röhrrchen (LOX-Post) der Oxidator und durch den äußeren Ringspalt der Treibstoff eingeleitet. Aufgrund der geringeren Dichte des Treibstoffes tritt dieses Fluid mit deutlich höherer Geschwindigkeit in die Brennkammer ein, als der Oxidator. Dies erzeugt Scherkräfte welche eine effektive Zerstäubung verursachen. Das Gemisch verbrennt in der Scherschicht zwischen Treibstoff und Oxidator. Zentraler Aspekt bei der Koaxialinjektorbauweise ist die Auslegung der durchströmten Querschnittsflächen. Häufig wird eine Fase beziehungsweise ein Kegel (Tapering) am Ende der Innenseite des Posts hinzugefügt, um die Strömung des inneren Fluids zusätzlich zu verzögern. Dies erhöht die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen innerer und äußerer Strömung weiter, verstärkt die Scherkräfte und somit die Zerstäubung. Eine weitere konstruktive Möglichkeit ist die Recess Bauweise (Grafik 1.3). Hierbei ist das zentrale Röhrrchen ein Stück nach hinten versetzt und erzeugt somit eine Art Vorvolumen vor dem eigentlichen Eintritt in die Brennkammer. Dies führt zu einer Vorvermischung der Komponenten und dadurch zu einer höheren Flammenstabilität [3]. Daneben gibt es weitere Konstruktionsarten dieses Injektortyps wie den Swirl-Koaxialinjektor, der die Komponenten mit einem Drall versetzt, welcher die Zerstäubung verstärkt. [10]

Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf einer exemplarischen Injektorgeometrie eines Koaxialinjektors mit erhöhtem Recess. Die radialen Geometrien orientieren sich an den Abmaßen des REST HF-10 [1] Testfalls und wurden nur geringfügig angepasst.

## 2 Modellierung von Raketenbrennkammern

### 2.1 Herausforderungen bei der Verbrennungsmodellierung

Die numerische Simulation von Raketenbrennkammern ist ein multidisziplinäres Problem und ist mit großen Unsicherheiten hinsichtlich der Aussagekraft der Ergebnisse behaftet. Dabei überschneiden sich die Disziplinen der Thermodynamik, Fluidmechanik, Wärmeübertragung und die Theorie des Stofftransports. Die Simulationen versuchen die chemische Zusammensetzung des Gasgemisches, den Druck, die Temperatur sowie die Wärmeströme vorherzusagen. Durch steigende Rechenleistungen und Speicherkapazitäten sind Computational Fluid Dynamic (CFD) Simulationen inzwischen ein unverzichtbares Hilfsmittel im Entwicklungsprozess von Raketenbrennkammern. [11], [12]

CFD untersucht dabei Gesamt- oder Teilsysteme in Bezug auf Fluidströmungen, thermischen Prozesse und chemischen Reaktionen. Es werden die Navier-Stokes-Gleichungen als mathematische Modelle für die Strömung genutzt, welche durch unterschiedliche numerische Ansätze zu lösen sind. Realgas-effekte, Turbulenz und Verbrennungsprozesse erhöhen die Komplexität der Berechnung.

### 2.2 DLR TAU-Code

In dieser Arbeit wird der DLR interne TAU-Code zur Durchführung von Parameterstudien der injektornahen Flamme genutzt. Der DLR TAU-Code ist ein kompressibler Finite-Volumen-Strömungslöser zweiter Ordnung zur simulativen Vorhersage von viskosen sowie nicht viskosen Strömungen in komplexen Geometrien von Unterschall bis Hyperschall. Für die Berechnung können strukturierte Blöcke aber auch unstrukturierte Hybridnetze, bestehend aus Hexaedern, Prismenschichten, Tetraedern und Pyramiden genutzt werden. Die Netzgenerierung wird mit externer Software durchgeführt. Für die vorliegende Thesis wird die Netzgenerierungssoftware Centaur verwendet. [13]

Innerhalb des Präprozessors wird das primäre Gitter in einzelne Kontrollvolumina aufgeteilt, welche auch als duale Zellen bezeichnet werden. Das Standardmodul des Löser nutzt einen kantenbasierten Dual-Zellen-Ansatz beziehungsweise ein Eckpunkt zentriertes Schema. Nicht viskose Gleichungen werden mit einem zentralen Schema zweiter Ordnung oder einer Vielzahl von Aufwindschemata berechnet. Viskose Gleichungen werden mit einem zentralen Schema zweiter Ordnung gelöst. [13]

Der Mangel an Validierungsdaten erschwert die Interpretation der Simulationsergebnisse. Auftretende Effekte bei der Simulation von Raketentriebwerken sind zum Beispiel die Wärmefreisetzung durch chemische Reaktionen und fluiddynamische Phänomene. Einige dieser Effekte sind für TAU bereits in der Vergangenheit validiert worden.

Dieter Schwamborn et al. [13] untersuchten mit dem TAU-Code komplexe aerodynamischen Problemstellungen mit sehr guten Resultaten.

Das Flamelet-Verbrennungsmodell wurde von T. Horchler [14] im Rahmen seiner Dissertation mit detaillierter Chemie validiert. Er kam zu nachfolgendem Ergebnis: „Es [...] zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung beider Modellierungen bei [einer] skalenauflösenden Simulation eines transkritischen Testfalls mit chemischen Reaktionen. Dieser Testfall zeigt, dass das gewählte Realgas-Flamelet-Modell korrekt implementiert ist und Ergebnisse liefern kann, deren Qualität auf dem Niveau der höherwertigen detaillierten Chemie liegt.“ Das Realgas-Flamelet-Modell kann durch diesen Vergleich mit detaillierter Chemie als validiert angesehen werden. Die Validierung wurde mit Delayed Detached Eddy Simulationsmodellen (DDES-Modellen) durchgeführt und es ist dieselbe Annahme mit  $Le = 1$  ( $Le =$  Lewiszahl) getroffen wie für die vorliegende Thesis mit der Verwendung von RANS-Modellen

(vergl. Kapitel 3.5). Allerdings sind bei RANS Modellen größere aber vertretbare Fehler durch diese Annahme zu erwarten, als bei skalenauflösenden Simulationen.

## 2.3 Thermodynamische Effekte kryogener Fluide

In diesem Kapitel werden thermodynamische Effekte kryogener Fluide beschrieben. Die Reihenfolge der Auflistung orientiert sich an den realen Prozessen in Brennkammern und startet mit der Einspritzung.

Durch die Einspritzelemente werden Treibstoff und Oxidator in die Brennkammer geleitet. Dabei bestimmt unter anderem die Art der Einspritzung die Effizienz der Verbrennung. Bei Koaxialinjektoren entstehen zwischen den Massenströmen Scherkräfte, welche den Zerfall des Strahls und eine Zerstäubung beider Komponenten bewirken. Die dabei entstehenden großen Verwirbelungen zerfallen in kleinere Wirbel. Der kleinste Bereich der Wellenlänge wird Dissipationsbereich genannt, in dem Energie in Wärme umgewandelt wird. Die Energiekaskade einer turbulenten Strömung kann durch die Mikroskala von Kolmogorov beschrieben werden. Lasheras [15] beschreibt die Länge des Strahlzerfalls in Abhängigkeit des Impulsflussverhältnisses  $J$  (Gleichung 2.1). Neben dem Impulsflussverhältnis wird in dieser Arbeit das Geschwindigkeitsverhältnis  $R_u$  genutzt, um Einspritzvorgänge zu charakterisieren. [3], [14]

$$J = \frac{(\rho u^2)_F}{(\rho u^2)_O} \quad (2.1)$$

$$R_u = \frac{u_F}{u_O} \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt  $u$  die Geschwindigkeit und  $\rho$  die Dichte. Der Zustand eines Fluids ist direkt vom Druck und der Temperatur abhängig. Während der Einspritzung liegen die Fluide entweder unterkritisch oder transkritisch vor. Bei einer unterkritischen Einspritzung liegt der Zustand des Fluids unterhalb des kritischen Punkts, bei einer transkritischen Einspritzung darüber. Abbildung 2.1 zeigt das Phasendiagramm von Sauerstoff.

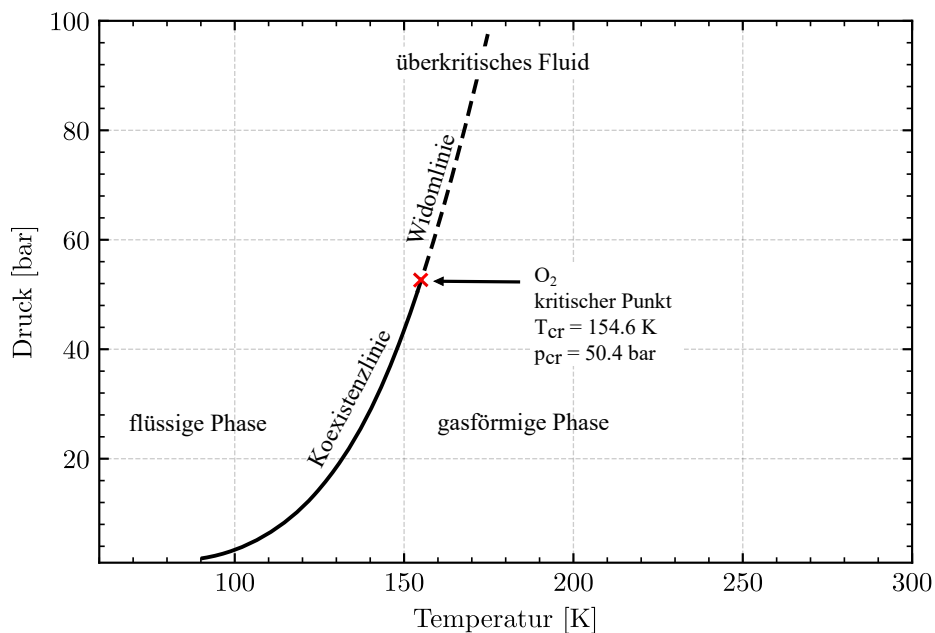


Abbildung 2.1: Phasendiagramm von Sauerstoff mit Koexistenzlinie, Widomlinie und kritischem Punkt, basierend auf *Oswald Raumfahrtantriebe 2* [16].

Die Linie zwischen flüssigem und gasförmigen Zustand wird als Koexistenzlinie bezeichnet. Beide Phasen werden dabei von der Oberflächenspannung getrennt. Der Zustand an dem keine Oberflächenspannung mehr vorhanden ist, wird als kritischer Punkt bezeichnet. Ab diesem Punkt tritt eine Änderung der Fluideigenschaften auf und es sind sehr hohe Wärmekapazitäten feststellbar. Bei einer Weiterführung der Koexistenzlinie über den kritischen Punkt hinaus, wird auch von der Widom-Linie oder Pseudo-Siedekurve gesprochen [16].

Abbildung 2.2 zeigt die Dichte und Wärmekapazität von Sauerstoff bei den Drücken 50 bar, 70 bar und 100 bar. Die Wärmekapazität weist in der Nähe des kritischen Punktes einen sehr hohen Wert auf. Dieses Phänomen ist durch die verstärkte Wechselwirkung der Moleküle an diesem Punkt zu erklären. [17]



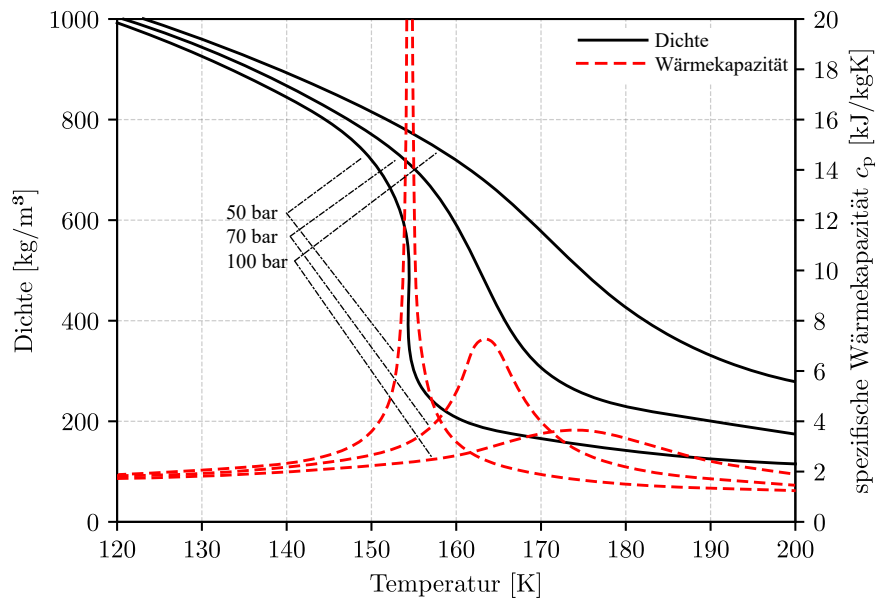


Abbildung 2.2: Darstellung der Dichte und der spezifischen Wärmekapazität von Sauerstoff über der Temperatur, basierend auf *Banuti* [18].

Die Eigenschaften unterschiedlicher Spezies am kritischen Punkt unterscheiden sich teilweise erheblich voneinander. In Tabelle 2.1 sind die Eigenschaften von Methan, Sauerstoff und Wasserstoff am kritischen Punkt dargestellt.

Tabelle 2.1: Eigenschaften von Methan und Sauerstoff am kritischen Punkt [NIST].

	<b>Methan</b>	<b>Wasserstoff</b>	<b>Sauerstoff</b>
Kritische Temperatur ( $T_{cr}$ )	190.56 K	33.15 K	154.58 K
Kritischer Druck ( $p_{cr}$ )	45.99 bar	12.96 bar	50.43 bar
Kritische Dichte ( $\rho_{cr}$ )	162.66 kg/m <sup>3</sup>	31.26 kg/m <sup>3</sup>	436.10 kg/m <sup>3</sup>
Azentrischer Faktor	0.011	-0.219	-0.022

Bei Raumtemperatur und darüber können viele Gase wie zum Beispiel Methan, Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff als ideale Gase betrachtet werden. Liegt der Fluidzustand in der flüssigen Phase oder in der Nähe des kritischen Punktes im Phasenraum, müssen die Fluide als reale Fluide betrachtet werden und das ideale Gasgesetz besitzt keine Gültigkeit mehr. Um eine Vorhersagbarkeit der Zustandsgrößen von realen Fluiden zu erhalten, werden kubische Zustandsgleichungen verwendet. Reale Fluide werden in dieser Thesis nach der kubischen Zustandsgleichung (Gleichung 3.6) modelliert.

### 3 Mathematische und physikalische Modelle

Diese Kapitel beschreibt die wichtigsten mathematischen und physikalischen Zusammenhänge von numerischen Verbrennungssimulationen. Dabei bedient sich das Kapitel nachfolgender Literatur: [14], [19]–[21].

#### 3.1 Navier-Stokes-Gleichungen

In einem abgeschlossenem System bleiben die Erhaltungsgrößen Masse, Impuls und Energie nach Wechselwirkungen und Reaktionsprozessen erhalten. Diese Erhaltungsgleichungen sowie die Bilanzgleichungen der Komponentenmassen beschreiben ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen. Mit diesem System lassen sich kompressible, reibungsbehaftete Strömungen beschreiben. Dieser Beschreibung zu Grunde liegt die Gültigkeit der Kontinuumsbedingung. Sie besagt, dass die kleinste charakteristische Länge  $l_0$  in einer Strömung deutlich kleiner sein muss, als die freie Weglänge  $L$ . Liegt die Betrachtung auf inerten, turbulenten Strömungen wird als kleinstes Längenmaß die Kolmogorov-Länge herangezogen.

$$Kn \equiv \frac{L}{l_0} \ll 1 \quad (3.1)$$

Die Strömungen in Raketenbrennkammern können durch das Gleichungssystem (3.2)–(3.4) ausgedrückt werden. Die kompressible Navier-Stokes-Gleichung wird von Gleichung 3.3 beschrieben.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i E + u_i p) - \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j \tau_{ji}) + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

Die Schreibweise der Indizes  $i, j = 1, 2, 3$  ist eine abgekürzte Schreibweise in Tensornotation mit numerischer Indizierung der Koordinatenrichtungen. Hierbei charakterisiert  $u_i$  den Anteil der Geschwindigkeit in  $x_i$  Richtung des Geschwindigkeitsvektors,  $\tau_{ij}$  das Element  $ij$  des Spannungstensors und  $E$  die spezifische Gesamtenergie.

#### 3.2 Zustandsgleichungen

Die Zustandsgrößen idealer Gase werden nach der idealen Gasgleichung 3.5 berechnet.

$$p = \rho RT = \frac{\rho R_m T}{\mathcal{M}} \quad (3.5)$$

Die Zustandsgrößen der realen Gase werden nach dem Ansatz von Soave-Redlich-Kwong in Gleichung 3.6 ermittelt.

$$p = \frac{\rho R_m T}{\mathcal{M} - b\rho} - \frac{a\alpha(T)\rho^2}{(\mathcal{M} + \delta_1 b\rho)(\mathcal{M} + \delta_2 b\rho)} \quad (3.6)$$

Dabei beschreibt  $\rho$  die Dichte,  $p$  den Druck,  $T$  die Temperatur,  $R_m$  die allgemeine Gaskonstante und  $\mathcal{M}$  das Molekulargewicht. Eine Übersicht der Parameterdefinition für  $\alpha$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  nach Soave-Redlich-Kwong findet sich zum Beispiel in [22].

### 3.3 Thermodynamische Eigenschaften und laminare Transportkoeffizienten

Die isobare Wärmekapazität  $c_p$ , die Enthalpiedifferenz  $H - H_0$  und die Gibbs-Enthalpie  $\Phi$  werden im Vorfeld für unterschiedliche Temperaturen berechnet und in Tabellen hinterlegt. Die noch fehlenden Zustandsgrößen Viskosität  $\mu$  und die Wärmeleitfähigkeit  $k$  werden je nach Modelleinstellungen aus den Flamelettabellen verwendet oder auch separat für die einzelnen Spezies in Tabellen bereitgestellt. Bei der Verwendung der Flameletdaten wird die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit im Vorfeld über das Modell von Lemmon und Jacobsen [23] ermittelt. Diese Daten werden in der Master-Flamelettable hinterlegt und sind feste Werte für verschiedene Mischungszustände.

Bei der Verwendung der TAU Chemie Daten werden diese Koeffizienten aus den Chemiedaten jeder Spezies gelesen. Diese wurden im Vorfeld mit dem Programmpaket CEA (Chemical Equilibrium with applications) erstellt. Handelt es sich um Gasgemische, kommen klar definierte Mischungsregeln zur Anwendung. Diese Berechnung des kubischen Mischungskoeffizienten erhöht die Berechnungszeit für Realgassimulationen. [14], [18]

### 3.4 Turbulenzmodellierung

TAU verwendet zur Modellierung turbulenter Strömungen die Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Gleichungen (RANS). Es handelt sich um eine Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichungen, da diese nur mit hohem Aufwand numerisch zu lösen sind. Fluktuierende Variablen lassen sich nach Reynolds in einen Fluktuationsterm  $u'$  und einen Mittelwert  $\bar{u}$  zerlegen.

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.7)$$

Diese Annahme ist zu treffen, wenn eine konstante Dichte sowie ein inertes Fluid vorhanden sind. Ansonsten findet häufig die Favre-Zerlegung Anwendung (Gleichung 3.8).

$$\tilde{u} = \frac{\overline{\rho u}}{\bar{\rho}} \quad u = \tilde{u} + u'' \quad (3.8)$$

Das Gleichungssystem 3.2 bis 3.4 kann wie nachstehend gemittelt werden.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i''\tilde{u}_j'' + \bar{\rho}\overline{u_i''u_j''}) = \frac{\partial\bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_j}[\tilde{u}_j(\bar{\rho}\tilde{E} + \bar{p})] = \frac{\partial}{\partial x_j}[\tilde{u}_i(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) + \overline{u_i'' \tau_{ij}''} - \bar{q}_j - \overline{\rho u_j'' h''} - \frac{1}{2}\overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''}] \quad (3.11)$$

Die Mittelung des Gleichungssystems 3.2 bis 3.4 führt zu verschiedenen ungeschlossenen Termen. Ein Term wird als ungeschlossen bezeichnet, wenn in diesem unbekannte Variablen vorhanden sind und dessen Lösung von der Definition dieser unbekanntenen Variablen abhängt. Um diese Terme zu schließen, werden durch Turbulenzmodelle die ungeschlossenen Terme modelliert.

Als Grundlage der Turbulenzmodellierung wird die turbulente Wirbelviskosität  $\mu_t$  eingeführt, welche die zusätzliche turbulenzbedingte Viskosität durch turbulente Fluktuationen beschreibt. Sie berechnet sich nach Gleichung 3.12.

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.12)$$

Dabei ist  $C_\mu$  eine Modellierungskonstante,  $k$  die massenspezifische turbulente kinetische Energie und  $\epsilon$  die Dissipationsrate von  $k$ . Die Variable  $k$  beschreibt die turbulenzbedingte Schwankung der kinetischen Energie in einer Strömung und  $\epsilon$  die Menge der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Um die turbulente Wirbelviskosität  $\mu_t$  sowie die damit zusammenhängenden Variablen  $k$  und  $\epsilon$  zu bestimmen, können unterschiedliche Berechnungsmodelle genutzt werden. Es wird dabei zwischen Null-Gleichungs-, Ein-Gleichungs- und Zwei-Gleichungs-Modellen unterschieden. Nachstehend werden die Zwei-Gleichungs-Modelle erläutert.

### Zwei-Gleichungs-Modelle

Durch die Verwendung von Zwei-Gleichungs-Modellen lässt sich das vorliegende Strömungsfeld vollständig beschreiben. Die am häufigsten verwendeten Modelle sind das  $k - \epsilon$  und das  $k - \omega$ . Das  $k - \epsilon$  Modell eignet sich um Scherschichten einer Strömung vorherzusagen. Das  $k - \omega$  Modell eignet sich besser zur Modellierung von Grenzschichten und wandnahen Strömungen. Gleichung 3.13 beschreibt die turbulente kinetische Energie  $k$  und Gleichung 3.14 die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  ( $\omega = \epsilon/k$ ). Nachfolgend symbolisiert „ $\bar{(\cdot)}$ “ einen einfachen Durchschnittswert und „ $\tilde{(\cdot)}$ “ einen massengemittelten Durchschnitt.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}k\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \bar{\rho}P^k + \bar{\rho}\Phi^k + \bar{\rho}D^k \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\omega\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \bar{\rho}P^\omega + \bar{\rho}\Phi^\omega + \bar{\rho}C_D^\omega + \bar{\rho}D^\omega \quad (3.14)$$

Es gilt zusätzlich für Gleichung 3.13:

$$\bar{\rho}P^k = 2\mu_t \left( \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}\bar{\rho}k \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \quad (3.15)$$

$$\bar{\rho}\Phi^k = -\beta^k \bar{\rho}k\omega \quad (3.16)$$

$$\bar{\rho}D^k = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ (\mu + \sigma^k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] \quad (3.17)$$

und für Gleichung 3.14

$$\bar{\rho}P^\omega = \gamma^\omega \frac{\omega}{k} \left[ 2\mu_t \left( \tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.18)$$

$$\bar{\rho}\Phi^\omega = -\beta^\omega \bar{\rho} \omega^2 \quad (3.19)$$

$$\bar{\rho}C_D^\omega = \sigma^d \frac{\bar{\rho}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \quad (3.20)$$

$$\bar{\rho}D^\omega = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ (\mu + \sigma^\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_k} \right] \quad (3.21)$$

Bei den Koeffizienten  $\phi = \beta^k, \beta^\omega, \gamma^\omega, \sigma^k, \sigma^\omega, \sigma^d$  handelt es sich um Schließungskoeffizienten, die sich je nach verwendetem  $k - \omega$  Modell unterscheiden. Um das Problem der Freistrahlsensitivität bei dem  $k - \omega$  Modell zu lösen, wird im Rahmen des Baseline Modells (BSL) eine Umschaltfunktion  $(1 - F_1)$  eingeführt. Diese ist im wandnahen Bereich  $\approx 1$  also  $F_1 \approx 0$  und im wandfernen Bereich  $\approx 0$  mit  $F_1 \approx 1$ . Der vollständige Umschaltterm lautet

$$\Phi = F_1 \Phi_i + (1 - F_1) \Phi_o, \quad (3.22)$$

wobei der Index  $i$  die Werte der Freistrahlsströmung und der Index  $o$  die Werte der wandnahen Strömung beschreibt [24]. Die Werte der Schließungskoeffizienten für das genutzte Two-layer  $k - \epsilon$  Modell sind nach Tabelle 3.1 definiert.

Tabelle 3.1: Schließungskoeffizienten Two-layer  $k - \epsilon$  Modell.

	Wand Strömung	Freie Strömung
$\beta^k$	0.090	0.090
$\gamma^\omega$	0.556	0.440
$\sigma^k$	0.500	1
$\sigma^\omega$	0.400	0.857
$\sigma^d$	0	1.714
$\beta^\omega$	0.070	0.083

### 3.5 Flamelet Verbrennungsmodell

Ein wesentlicher Fokus dieser Arbeit ist die Nutzung des Flamelet-Konzepts zur Verbrennungsmodellierung. Bei diesem Modell werden die Flammenstruktur und der Transport der reagierenden Komponenten voneinander getrennt. Treibstoff und Oxidator liegen dabei zunächst getrennt vor. Das Mischungsverhältnis zwischen diesen beiden Komponenten wird durch den Mischungsbruch  $Z$  beschrieben. Beim Aufeinandertreffen von Treibstoff und Oxidator bildet sich um den stöchiometrischen Mischungspunkt eine Flamme aus. Diese Art der Verbrennung wird als nicht vorgemischte Verbrennung bezeichnet. Der Mischungsbruch wird durch Gleichung 3.23 beschrieben.

$$Z = \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_F + \dot{m}_O} \quad (3.23)$$

Dabei ist  $\dot{m}_F$  der Massenstrom des Treibstoffes und  $\dot{m}_O$  der Massenstrom des Oxidators.

Damit eine Trennung zwischen Flammenstruktur und dem Transport der reagierenden Komponenten erreicht werden kann, müssen nachfolgende Punkte gelten:

- Dünne Verbrennungszone um eine stöchiometrische Oberfläche. Die Verbrennung findet in dünnen laminaren Schichten statt, die sich zwischen den turbulenten Verwirbelungen bilden.
- Die chemische Zeitskala ist kleiner als die turbulente Zeitskala.
- Die Verbrennungszonen überschneiden sich nicht und diffuser Stoffaustausch ist nur in Normalenrichtung zur Flammenoberfläche möglich.

### 3.5.1 Flameletlöser

Die getroffenen Annahmen erlauben die Lösung von mittleren eindimensionalen Flamelet Gleichungen (3.24 und 3.25).

$$-\rho \frac{\chi}{2} \frac{\partial^2 Y_\alpha}{\partial Z^2} = \dot{m}_\alpha \quad (3.24)$$

$$-\rho \frac{\chi}{2c_p} \left( \frac{\partial^2 h}{\partial Z^2} - \sum_{k=1}^{N_k} h_\alpha \frac{\partial^2 Y_\alpha}{\partial Z^2} \right) = -\frac{1}{c_p} \sum_k h_\alpha \dot{m}_\alpha \quad (3.25)$$

Die Variable  $\chi$  ist dabei die skalare Dissipationsrate, welche sich nach Gleichung 3.26 berechnet.

$$\chi(Z) = \chi_{st} \exp \left[ 2 \left( [\operatorname{erfc}^{-1}(2Z_{st})]^2 - [\operatorname{erfc}^{-1}(2Z)]^2 \right) \right] \quad (3.26)$$

Die Ergebnisse dieser eindimensionalen Gleichungen beschreiben eine eindimensionale Gegenstrom-Diffusions-Flamme in Abhängigkeit des Mischungsbruchs  $Z$ . Die Variable  $\dot{m}_\alpha$  ist der chemische Produktionsterm, welcher die Rate der Bildung und Auflösung der Spezies  $\alpha$  während einer chemischen Reaktion beschreibt. Eine Reaktion  $r$  kann mit den Reaktionsraten  $k_{fr}$  und  $k_{br}$  sowie den stöchiometrischen Koeffizienten  $\nu'_{ar}$  und  $\nu''_{ar}$  beschrieben werden.



Der chemische Produktionsterm  $\dot{m}_\alpha$  (Gleichung 3.28) lässt sich aus dem Massenwirkungsgesetz durch Summation über alle beteiligten Reaktionen berechnen.

$$\dot{m}_\alpha = \mathcal{M}_\alpha \sum_{r=1}^{N_r} \left[ (\nu''_{ar} - \nu'_{ar}) \left( k_{fr} \prod_{\alpha=1}^{N_k+1} (\chi_\alpha)^{\nu'_{ar}} - k_{br} \prod_{\alpha=1}^{N_k+1} (\chi_\alpha)^{\nu''_{ar}} \right) \right] \quad (3.28)$$

Dabei beschreibt  $\mathcal{M}_\alpha$  das Molekulargewicht der chemischen Komponente der Spezies  $\alpha$ . Die Vorwärtsreaktionsrate errechnet sich bei Druckunabhängigkeit über den modifizierten Arrhenius-Ansatz (3.29).

$$k_{fr} = A_r T^{n_r} \exp \left( \frac{-E_r}{R_m T} \right) \quad (3.29)$$

Dabei sind  $A_r$  (Frequenzfaktor),  $n_r$  (Temperaturkoeffizient) und  $E_r$  (Aktivierungsenergie) Konstanten des Reaktionsschemas.  $R_m$  beschreibt die universelle Gaskonstante.

Bei der Rückwärtsreaktionsrate wird zusätzlich die Gleichgewichtskonstante  $K_{cr}$  benötigt, aus der sich durch Zuhilfenahme der Vorwärtsreaktionsrate  $k_{fr}$  die Rückwärtsreaktionsrate  $k_{br}$  ermitteln lässt.

$$k_{br} = \frac{k_{fr}}{K_{cr}} \quad (3.30)$$

Für druckabhängige Reaktionen sei auf den Lindemann-Ansatz [25] verwiesen.

Gleichung 3.24 und Gleichung 3.25 werden für verschiedene Werte der stöchiometrischen skalaren Dissipationsrate gelöst. Die Ergebnisse liefern laminare Flamelets  $Y_i = \mathcal{F}(Z, \chi_{st})$ , welche turbulent über das Faltungsintegral mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gemittelt werden (Gleichung 3.31).

$$\bar{Y}_i(\tilde{Z}, \tilde{Z}''^2, \chi) = \int_0^1 \int_0^\infty Y_i(\chi_{st}, Z) P(Z, \tilde{Z}, \tilde{Z}''^2; \chi, \chi_{st}) dZ d\chi_{st} \quad (3.31)$$

Die Ergebnisse aus Gleichung 3.31 werden anschließend in einer dreidimensionalen Tabelle hinterlegt. Diese sogenannten Flamelettabellen werden vor der eigentlichen Simulation erstellt und dienen dem Flamelet-Verbrennungsmodell als Nachschlagtabelle.

### 3.5.2 Flamelet-Verbrennungsmodellierung

Wenn zusätzlich die Annahme  $Le = 1$  ( $Le = a / D = \text{Temperaturleitfähigkeit} / \text{Diffusionskoeffizient}$ ) getroffen wird, ist der Wärmestrom vereinfacht durch Gleichung 3.32 bestimmbar. Damit ist der Wärmestrom alleinig proportional zum Enthalpiegradienten.

$$q_i = - \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (3.32)$$

Ergänzend zu den bisherigen Strömungsgleichungen müssen im Rahmen des Flameletmodells zwei weitere Differentialgleichungen gelöst werden. Diese sind die Gleichung für den Mischungsbruch (3.33) sowie die Gleichung für die Varianz des Mischungsbruchs (3.34).

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \right] \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z}''^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Z}''^2\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = 2 \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{Z}}{\partial x_j} - \bar{\rho}\chi + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \frac{\partial \tilde{Z}''^2}{\partial x_j} \right] \quad (3.34)$$

Gleichung 3.33 und 3.34 beschreiben den Transport des Mischungsbruchs. Dieser Mischungsbruch wird zur Beschreibung der Flammenstruktur genutzt. Die skalare Dissipationsrate  $\chi$ , aus Gleichung 3.34, wird aus Gleichung 3.35 ermittelt.

$$\chi = C_\chi C_\mu \omega \tilde{Z}''^2 \quad (3.35)$$

Dabei sind  $C_\chi$ ,  $C_\mu$  Modellierungskoeffizienten und  $\omega$  die spezifische Dissipationsrate aus dem Turbu-

lenzmodell.

TAU berechnet die Strömungsvariablen  $\tilde{Z}$ ,  $\tilde{Z}''^2$ ,  $\chi$  und nutzt die durch den Flamelet-Löser erzeugte Flamelettable, um die Struktur der Flamme nachzuschlagen.

### 3.5.3 Zusammenhang zwischen Flamelet-Löser, Flamelet-Bibliothek und TAU

In diesem Unterkapitel wird die Verbrennungsmodellierung in TAU zusammengefasst. Zur besseren Übersicht veranschaulicht Abbildung 3.1 die Interaktion des Flamelet-Lösers, der Flamelet-Bibliothek und TAU.

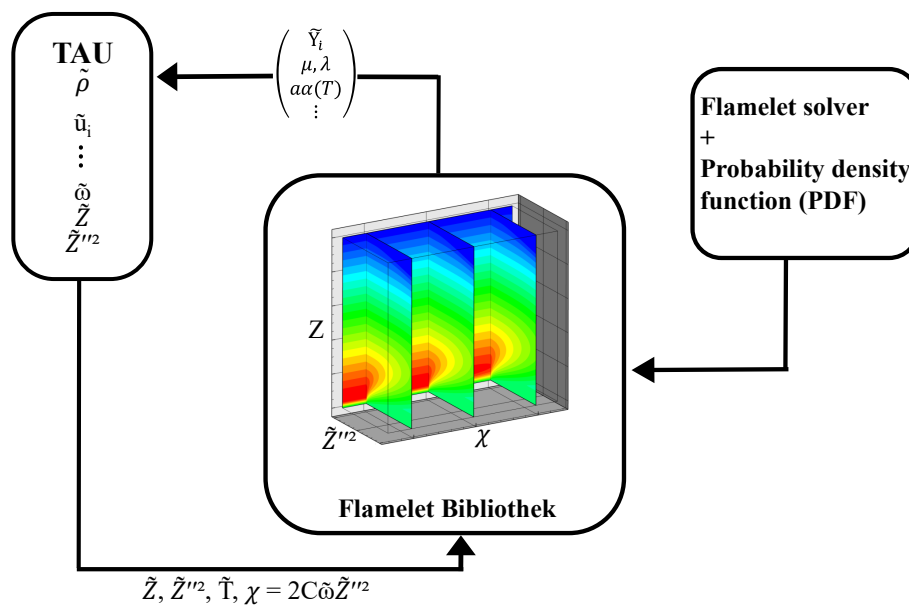


Abbildung 3.1: Fließdiagramm zur Darstellung der Interaktion zwischen TAU, Flameletsolver und Flamelet Bibliothek basierend auf [12] und [14]

Es wird im Vorfeld der Verbrennungssimulation eine dreidimensionale Flamelet Bibliothek mit dem Flamelet-Löser erstellt, welche die Variablen  $\tilde{Z}$ ,  $\tilde{Z}''^2$  und  $\chi$  enthält. Dabei sind die skalaren Dissipationsraten mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion gewichtet. Der Strömungslöser TAU berechnet die Variablen  $\tilde{Z}$ ,  $\tilde{Z}''^2$  und  $\chi$  während jedes Iterationsschrittes und nutzt diese, um die turbulent gemittelte Flammenstruktur als Massenbruchvektor in den Flamelet-Tabellen nachzuschlagen. Dieser Massenbruchvektor wird im Anschluss genutzt, um in Kombination mit der Energie die Temperatur des Fluids zu iterieren. [12]

### 3.6 Simulationscharakteristika

In diesem Kapitel werden die Simulationsmodelle und Berechnungseinstellungen zusammengefasst. Für die Simulation steht der interne DLR TAU-Code zur Verfügung. Dabei handelt es sich um einen kompressiblen, zellorientierten Finite-Volumen-Löser zweiter Ordnung [13]. Alle Simulationen nutzen ein *2 layer k - epsilon* RANS Turbulenzmodell. Für niedrige Machzahlen wird eine korrigierte Version des MAPS+ Aufwind Lösers genutzt. Die Verbrennung wird mit einem Realgas Flameletmodell



modelliert. Das Flameletmodell nutzt für die chemischen Reaktionen zwischen  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  den reduzierten Reaktionsmechanismus nach Zhukov und Kong (23 Spezies, 49 Reaktionen) [4]. Als Realgasgleichung wird die Soave-Redlich-Kwong Zustandsgleichung verwendet, wobei lediglich  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  als reale Fluide betrachtet werden.

## 4 Basiseinstellungen

In diesem Kapitel werden die Basiseinstellungen der Simulationsgeometrie und die Wahl der Randbedingungen beschrieben. Je nach Parameterstudie können Abweichungen von den genannten Grundeinstellungen auftreten, worauf in den einzelnen Kapiteln jeweils gesondert eingegangen wird.

### 4.1 Geometrie

Auf Grundlage von Abbildung 1.3, ist eine Vereinfachung der Simulationsgeometrie auf 2D rotationsymmetrisch möglich. Dies reduziert die Zellanzahl und verkürzt die Rechenzeit. Der Simulationsraum vereinfacht sich auf eine 2D-Umgebung mit Symmetrieachse entlang der Rotationsachse des Bauteils. Abbildung 4.1 veranschaulicht den Simulationsraum. Es gilt nachfolgende Konvention:

- Die Hauptströmungsrichtung ist äquivalent zur x-Achse
- Der Ursprung liegt auf der Symmetrielinie auf Höhe des LOX-Post tip

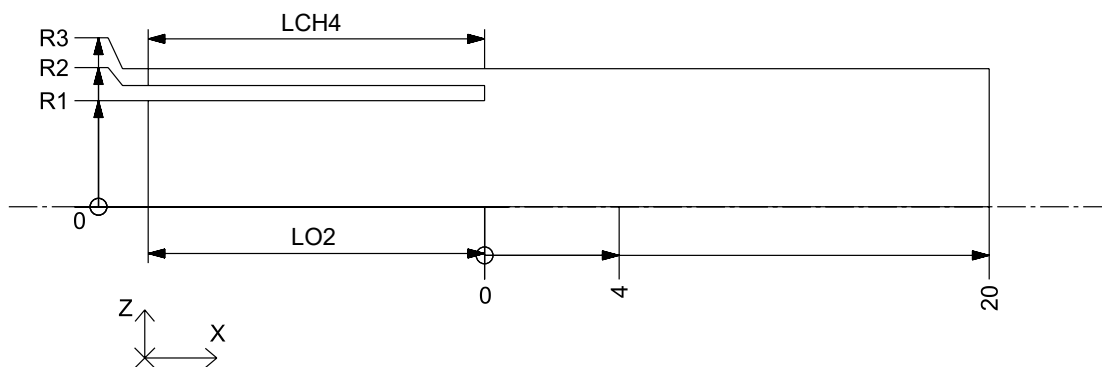


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Simulationsumgebung. Die Abbildung beinhaltet die charakteristischen radialen und axialen Abmessungen.

Die Simulationsgeometrie beschreibt einen Koaxialinjektor mit hohem Versatz des zentralen Röhrchens. Der Auslass der Simulationsgeometrie charakterisiert den Einlass in die Brennkammer. In Abbildung 4.1 ist  $R1$  der Innenradius des LOX-Posts,  $R2$  der Außenradius des LOX-Posts und  $R3$  der innere Radius des Injektors.  $R1$  bleibt über alle nachfolgenden Parameterstudien konstant ( $R1 = 3.15$  mm).  $R2$  und  $R3$  werden für die Untersuchung der Wandstärke des LOX-Posts angepasst. Bei der Basissimulation beträgt  $R2 = 3.6$  mm und  $R3 = 4.1$  mm. Dies ergibt eine Dicke des LOX-Posts von 0.45 mm.  $LCH4$  sowie  $LO2$  beschreiben die Einlaufängen der unterschiedlichen Fluide und werden anhand von Untersuchungen in den nachstehenden Kapiteln bestimmt. Das Längenmaß von 4 mm beschreibt lediglich eine Unterteilung des Netzes nach dem LOX-Post. Dadurch ist es möglich eine detailliertere Netzstudie durchzuführen und lokale Verfeinerungen des Netzes um den LOX-Post einzubringen.

## 4.2 Definition der Randbedingungen

Abbildung 4.2 und Tabelle 4.1 geben eine Übersicht über die gesetzten Randbedingungen.

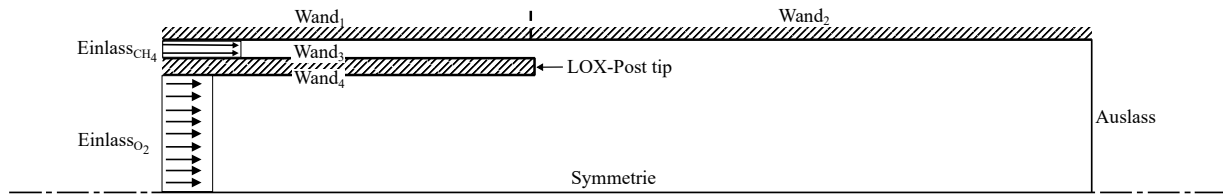


Abbildung 4.2: Zweidimensionale schematische Darstellung der Randbedingungen im Simulationsraum. Eine 45° Schraffierung charakterisiert viskose Wände.

Tabelle 4.1: Standardeinstellungen für die Randbedingungen aus Abbildung 4.2. Alle Abweichungen der Randbedingungen sind in der jeweiligen Untersuchung separat aufgeführt.

Bezeichnung	Typ	Charakteristik
Einlass <sub>O<sub>2</sub></sub>	Reservoir-pressure inflow	
Einlass <sub>CH<sub>4</sub></sub>	Reservoir-pressure inflow	
Wand <sub>1</sub>	Viscous Wall	adiabat
Wand <sub>2</sub>	Viscous Wall	adiabat
Wand <sub>3</sub>	Viscous Wall	adiabat thermal reservoir
Wand <sub>4</sub>	Viscous Wall	adiabat thermal reservoir
LOX-Post tip	Viscous Wall	adiabat isothermal thermal reservoir
Auslass	Exit-pressure outflow	
Symmetrie	Axissymmetry Axis	entspricht x-Achse

Die Einlassrandbedingungen für Treibstoff und Oxidator werden durch den Massenstrom und die statische Temperatur festgelegt. Der Druck ergibt sich aus den Auslassbedingungen. Der Standarddruck am Auslass beträgt 60 bar. In Tabelle 4.2 sind die Kenngrößen der Fluide am Einlass dargestellt.

Tabelle 4.2: Kenngrößen von LOX und Methan am Einlass bei p = 60 bar Auslassdruck.

	LOX	Methan
Massenstrom [kg/s]	0.46	0.136
Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]	1068.3	71.8
Temperatur [K]	107	249
Geschwindigkeit [m/s]	13.8	156.4

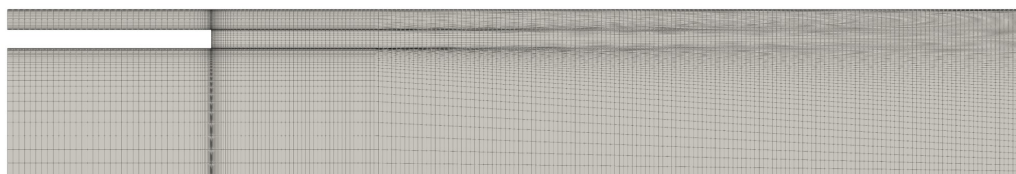
Die Kennzahlen Geschwindigkeitsverhältnis, Impulsflussverhältnis, Dichteverhältnis sowie das Mischungsverhältnis sind in Tabelle 4.3 abgebildet.

Tabelle 4.3: Kennzahlen des Basissimulation am Injektor bei  $p = 60$  bar Auslassdruck.

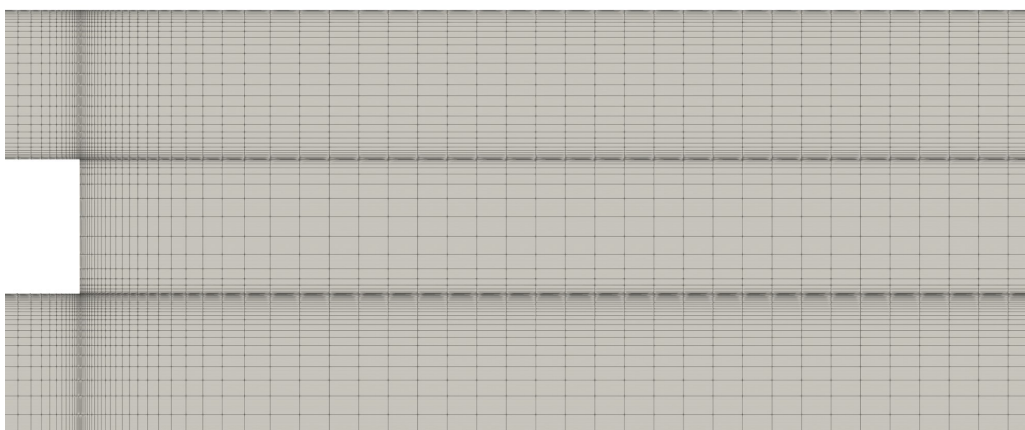
Geschwindigkeitsverhältnis	$(u_{\text{CH}_4}/u_{\text{LOX}})$	11.3
Dichteverhältnis	$(\rho_{\text{LOX}}/\rho_{\text{CH}_4})$	14.9
Impulsflussverhältnis	$(\rho u^2)_{\text{CH}_4}/(\rho u^2)_{\text{LOX}}$	8.6
Mischungsverhältnis	$(\dot{m}_{\text{LOX}}/\dot{m}_{\text{CH}_4})$	3.4

Die Massenströme orientieren sich am REST HF-10 Testfall [1]. Alle physikalischen Wände sind als viskose Wand ausgeführt. An diesen Wänden sind viskose Effekte vorhanden und es stellt sich an der Oberfläche die Strömungsgeschwindigkeit Null ein. Weiter wird unterschieden zwischen adiabater Wand, isothermer Wand, und thermischem Reservoir (Vorgabe eines Wärmeübergangskoeffizienten und einer Reservoirtemperatur). Die Auslassrandbedingungen werden von den angrenzenden Zellen interpoliert. Lediglich der statische Druck wird dort vorgegeben. Die untere Kante des Simulationsbereichs wird als Symmetrielinie definiert.

Aufgrund der simplen Geometrie können für alle Simulationsstudien strukturierte Hexaeder genutzt werden. Dadurch können gezielte Verfeinerungen in das Netz eingebracht werden und die Bestimmung der Knotenanzahl entlang von Konturen ist einfacher möglich als bei unstrukturierten Netzen. Abbildung 4.3 gibt eine Übersicht des Basisnetzes .



(a)



(b)

Abbildung 4.3: (a): Übersichtsdarstellung des Rechenetzes mit Einlaufänge 5 mm für den vollständigen Simulationsraum. (b): Detaildarstellung des Rechenetzes am LOX-Post tip

Das Netz besteht aus 46 200 Knoten und ist in den wandnahen Bereichen, sowie um den LOX-Post tip stark verfeinert. Diese Verfeinerungen sind notwendig um eine gute Wandauflösung zu erhalten (Wall  $y+$ ) und die Entwicklung turbulenter Wirbelstrukturen in den Scherschichten darstellen zu können. Im hinteren Strömungsbereich des Rechenraumes wird die Netzauflösung gröber, da die Entwicklung der Flamme abgeschlossen ist und eine derartige Verfeinerung nicht mehr notwendig ist. Da aufgrund der Randbedingungen die Geschwindigkeiten an den Einlässen über den gesamten Querschnitt gleich sind, wird zur Erzeugung eines turbulenten Geschwindigkeitsprofils eine Einlauflänge der Strömung benötigt. Dazu wird der Rechenraum angepasst, wodurch sich die Zahl der Knoten auf 200 000 erhöht.

### 4.3 Methoden der Simulationsauswertung

Die Simulationsergebnisse werden in dieser Arbeit über drei Arten visualisiert. Zum einen werden Simulationsergebnisse direkt für ausgewählte Variablen visualisiert. Das bedeutet eine farbliche Darstellung eines Simulationsergebnisses innerhalb des Simulationsraumes. Dabei zeigt die Visualisierung entweder den gesamten Simulationsraum oder beschränkt sich auf einen ausgewählten Bereich im Strömungsfeld (zum Beispiel am LOX-Post tip). Zum anderen werden Grafiken genutzt, welche die Simulationsergebnisse über die  $z$ -Achse auftragen und bei vordefinierten axialen Positionen ( $x = 0.1$  mm,  $0.45$  mm,  $4$  mm,  $16$  mm) ausgewertet werden (siehe auch Abbildung 4.4). Dabei markieren vertikale Hilfslinien die Kanten des LOX-Posts. Des Weiteren nutzt die Visualisierung von ausgewählten Simulationsergebnissen eine über die radiale Richtung  $z$  gemittelte Darstellung. Für das gewichtete Mittel werden Kreisringflächen genutzt, die sich nach  $A_N = \pi ((z_{N+1})^2 - (z_N)^2)$  berechnen lassen.

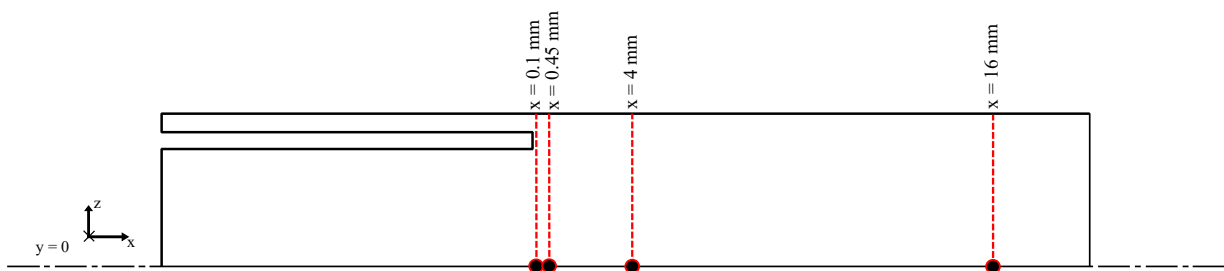


Abbildung 4.4: Darstellung der Auswertpositionen innerhalb des Simulationsraumes bei  $y = 0$ . Rote gestrichelte Linien markieren die Positionen der Auswertung über der  $z$ -Achse.

## 5 Netzstudie

In diesem Kapitel wird die erforderliche Knotenanzahl am LOX-Post in z- und x-Richtung untersucht. Zum einen wird die Anzahl der Knoten am LOX-Post quer zur Hauptströmungsrichtung x betrachtet. Ziel ist dabei die Ermittlung der minimal erforderlichen Anzahl an Knoten, um keinen netzbedingten Fehler in den Simulationsergebnissen zu erhalten. Zum anderen folgt die Untersuchung der Streckung und Stauchung der Zellen (Spacing) in Hauptströmungsrichtung.

### 5.1 Einfluss der Netzauflösung quer zur Strömungsrichtung

**Zieldefinition:** Ermittlung der minimal erforderlichen Anzahl an Knoten am LOX-Post tip quer zur Hauptströmungsrichtung x um keinen netzbedingten Fehler in den Simulationsergebnissen zu erhalten.

**Simulationsparameter:** In dieser Studie wird die Knotenanzahl am LOX-Post stückweise erhöht. Dazu werden Simulationen mit der Knotenanzahl 8, 12, 20, 30, 40, 60, 80, 100 durchgeführt. Alle Wände sind adiabat. Abbildung 5.1 vergleicht die Gitterstrukturen am LOX-Post tip.

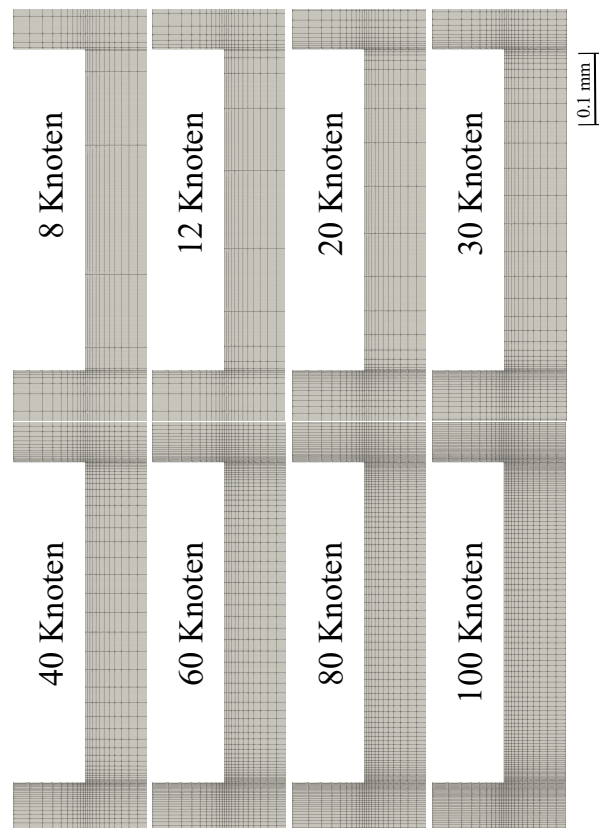


Abbildung 5.1: Detailldarstellung der Netzauflösung in unmittelbarer Nähe zum LOX-Post tip. Die Grafik unterteilt sich in acht Bereiche, wobei jeder Bereich das Netz einer Verfeinerungsstufe quer zur Hauptströmungsrichtung visualisiert.

Bedingt durch die teilweise starken Verfeinerungen am LOX-Post ist es notwendig, die umliegenden Zellen ebenfalls stückweise anzupassen. Bei zu großen Unterschieden der relativen Zellgrößen kann es aufgrund der limitierenden CFL Zahl zu numerischer Instabilität der Lösung kommen, die zum Abbruch der Berechnung führen kann.

Abbildung 5.2 zeigt die Temperatur der Strömung um den LOX-Post für die unterschiedlichen Gitter. Eine Simulation mit acht Zellen am LOX-Post konnte aufgrund numerischer Fehler nicht durchgeführt werden. Die Simulation mit zwölf Knoten am LOX-Post tip ergibt einen Wärmestau an der adiabaten Wand des Posts. Dabei liegt die maximale Temperatur an der oberen Kante bei 3600 K. Im unteren Bereich sind Temperaturen von 2900 K feststellbar. Eine zu erwartende Ankerung der Flamme im methannahen Bereich stellt sich nicht ein. Bei der Simulation mit 20 Knoten am LOX-Post sinken die durchschnittlichen Temperaturen an der adiabaten Wand. Der Bereich des Wärmestaus verkleinert sich mit zunehmender Knotenanzahl während die maximale Temperatur bei 3600 K an der oberen Kante des Posts konstant bleibt. Weiter ist eine Verschiebung der Flamme in positiver z-Richtung erkennbar. Dabei bleibt der heiße Bereich an der oberen Kante des Posts erhalten. Der Ankerpunkt der Flamme ist ab 40 Knoten klar erkennbar. Im unteren Bereich sinkt die Temperatur auf 2200 K. Die Flammenform wird im unmittelbarer Nähe des Posts mit zunehmender Knotenanzahl schmaler. Im hinteren Bereich des Berechnungsraumes sind keine relevanten Unterschiede erkennbar. Mit weiterer Steigerung der Knotenzahl sind keine weiteren Unterschiede des Flammenbildes festzustellen.

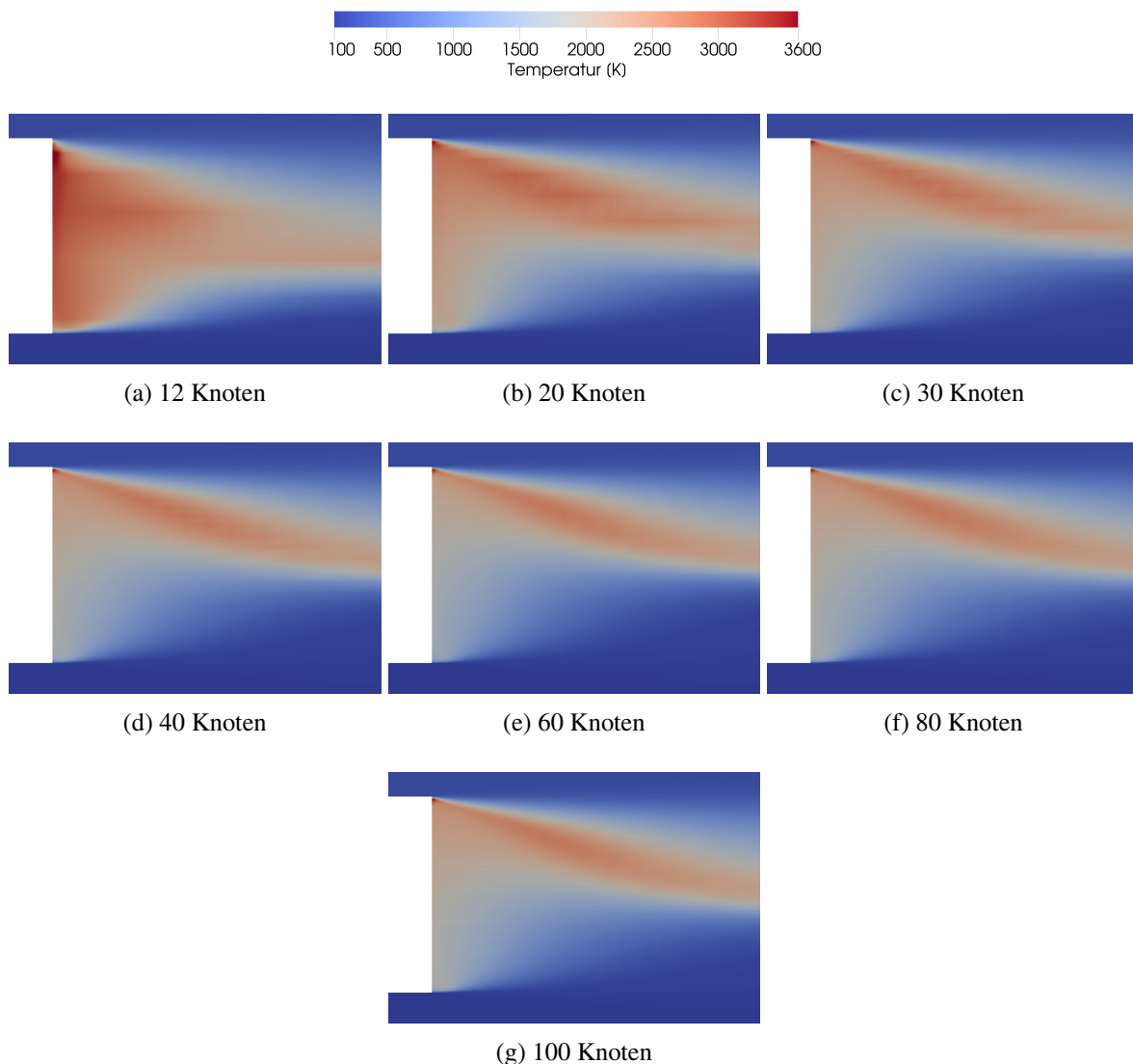


Abbildung 5.2: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation der Knotenanzahl quer zur Hauptströmungsrichtung.

Weiter visualisiert Abbildung 5.3 die Temperaturen im Strömungsfeld an den in Kapitel 4.3 genannten Positionen stromab vom LOX-Post. Die Simulation mit 12 Knoten zeigt einen eckigen Temperaturverlauf, was auf unzureichende Netzauflösung hindeutet. Mit zunehmender Knotenanzahl kann eine Annäherung der Kurven im vorderen Strömungsbereich festgestellt werden. Die maximale Temperatur tritt in unmittelbarer Nähe zum Methanstrom auf und fällt über den LOX-Post hin zum Sauerstoffstrom stark ab. Mit steigender Knotenanzahl werden die Temperaturunterschiede geringer. Ab 40 Knoten hat das Netz keinen Einfluss mehr auf die Temperaturprofile. Bei  $x = 0.45$  mm sind geringere Temperaturunterschiede als bei  $x = 0.1$  mm zu erkennen. Ebenfalls wird hier Netzunabhängigkeit ab 40 Knoten erzielt. Im hinteren Bereich sind, ausgenommen bei der Simulation mit 12 Knoten, keine Unterschiede im Temperaturverlauf durch Netzverfeinerung festzustellen.

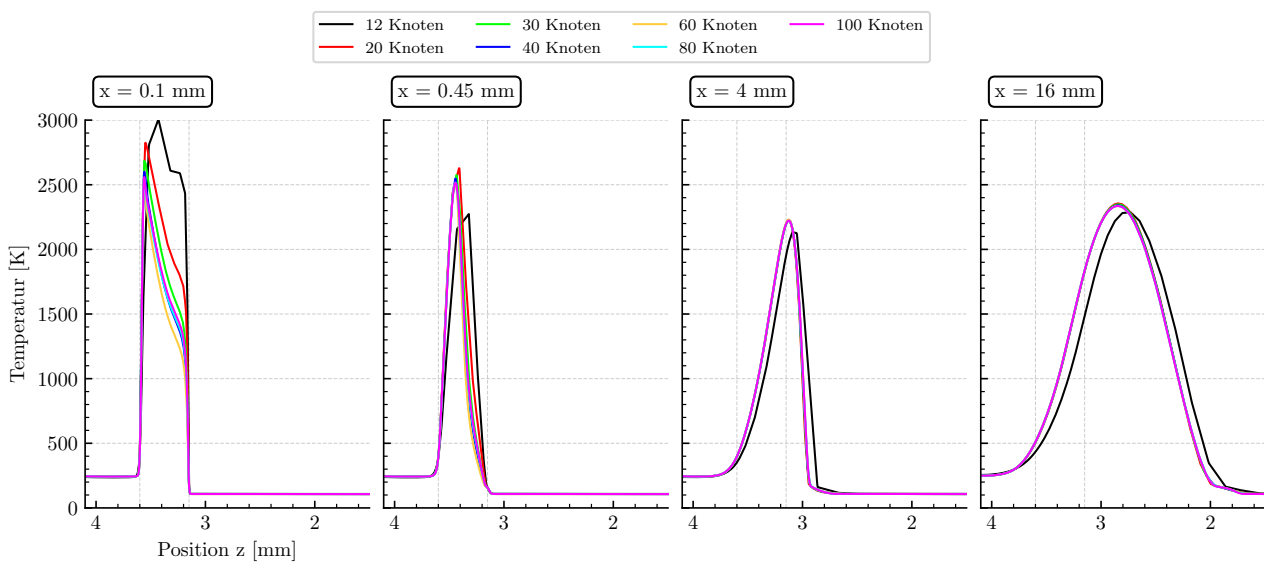


Abbildung 5.3: Temperaturverlauf über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Knotenanzahl quer zur Hauptströmungsrichtung.

Die Dichte (Abbildung 5.4) unterscheidet sich nur gering im Rahmen der Netzvariation. Die logarithmische Dichtedarstellung zeigt, dass hinter dem LOX-Post die Dichte mit Veränderung der Knotenanzahl schwankt. Das Netz hat ab 40 Knoten keinen merklichen Einfluss mehr auf die Dichteprofile. Die größten Unterschiede sind bei  $x = 16$  mm und  $z = 1.8$  mm zu erkennen, was eindeutig auf Netzveränderungen in diesem Bereich hindeutet. Die Änderung der Knoten am LOX-Post hat einen sehr geringen Einfluss auf die Dichte, sehr wohl aber auf die Temperatur.



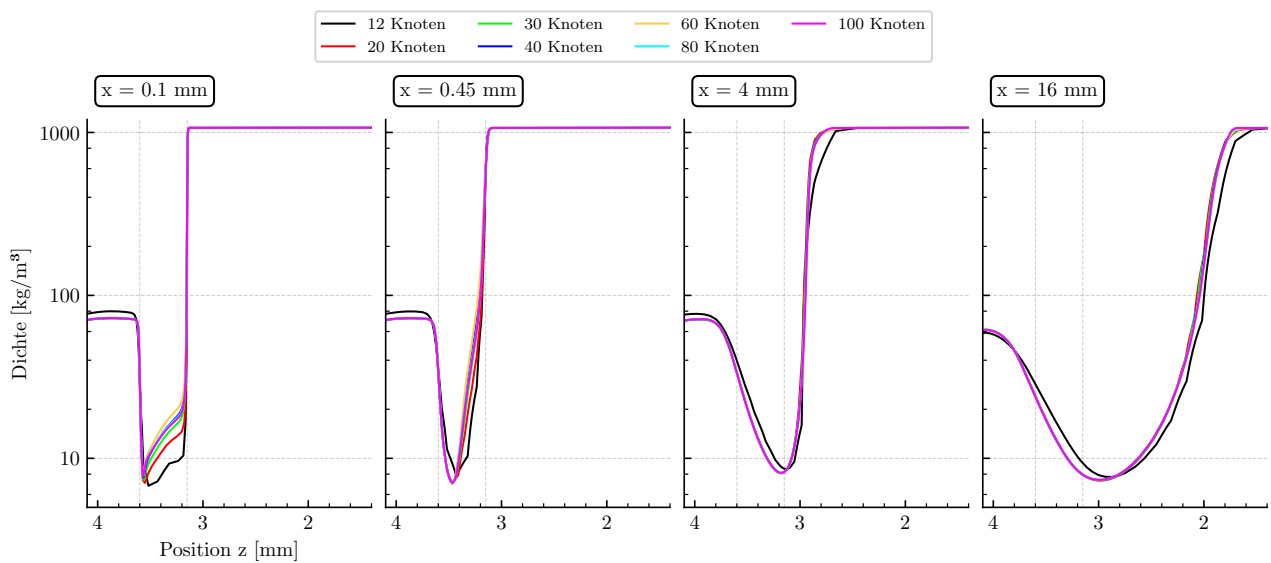


Abbildung 5.4: Logarithmische Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Knotenanzahl quer zur Hauptströmungsrichtung.

Ergänzend betrachtet Abbildung 5.5 die gemittelten  $\text{H}_2\text{O}$ - und  $\text{OH}$ -Massenanteile. Simulationen mit geringer Knotenanzahl am LOX-Post weisen einen erhöhten Anteil an  $\text{H}_2\text{O}$ - /  $\text{OH}$ -Molekülen in der Nähe zum Post auf. Diese Beobachtung geht mit den gestiegenen Temperaturen am LOX-Post bei geringer Knotenanzahl einher und deutet auf eine erhöhte Umsatzrate hin. Ab einer Knotenanzahl von 40 weisen alle folgenden Simulationen eine gute Konvergenz auf. Bis auf die Simulation mit 12 Knoten erzielen alle Simulationsergebnisse am Ende des Simulationsraumes ( $x = 20$  mm) vergleichbare Resultate.

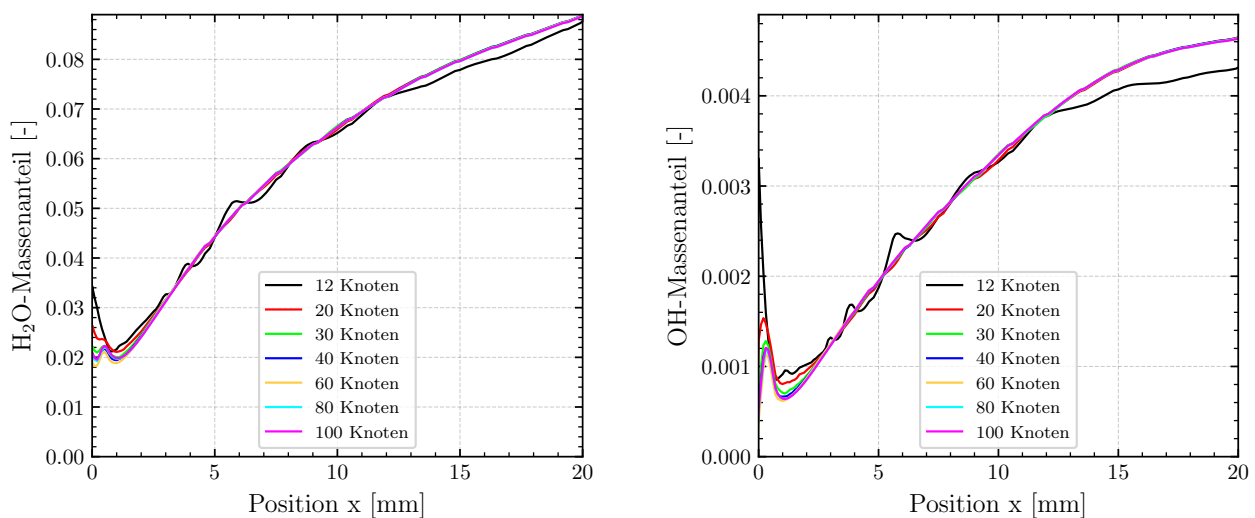


Abbildung 5.5: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{OH}$  über die Hauptströmungsrichtung  $x$  bei Netzverfeinerung quer zur Strömungsrichtung.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass für eine gute Netzauflösung im wandnahen Bereich eine mi-

nimale Knotenanzahl von 40 empfohlen wird. Falls detaillierte Simulationsergebnisse im Bereich des LOX-Posts keine Rolle spielen, kann die Knotenanzahl problemlos auf 20 Knoten reduziert werden. Die Simulationsergebnisse am Eintritt in die Brennkammer sind durch die Auflösung am LOX-Post wenig beeinflusst. Eine zu geringe Zellanzahl sorgt aber auch hier für unzureichende Ergebnisse am Injektoraustritt.

## 5.2 Einfluss der Netzauflösung längs zur Strömungsrichtung

**Zieldefinition:** Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Streckung und Stauchung (Spacing) des Netzes in Hauptströmungsrichtung auf die Simulationsergebnisse.

**Simulationsparameter:** Diese Untersuchung fokussiert sich auf das Spacing am LOX-Post. Dabei werden die Knotenabstände am LOX-Post *tip* stückweise verringert, um den Einfluss auf die relevanten Strömungsparameter festzustellen. Aus Kapitel 5.1 werden die Netze mit den Knotenzahlen 20, 30, 40 und 60 für die Anpassung des Spacings genutzt, um einen Einfluss der Netzauflösung quer zur Hauptströmungsrichtung ausschließen zu können. Die Netzvariationen werden in horizontaler Richtung auf dem 4 mm Stück stromab des LOX-Posts durchgeführt. Alle Wände sind adiabat.

Tabelle 5.1 zeigt die unterschiedlichen Netzvariationen, wobei die Knotenanzahl in Strömungsrichtung konstant bleibt. Das Spacing am LOX-Post *tip* ändert sich in Strömungsrichtung von 0.02 mm auf 0.001 mm ( $Spacing_1$ ). Das Spacing im hinteren 4 mm langen Bereich ( $Spacing_2$ ) der Netzvariation beträgt konstant 0.10738 mm. Es findet derselbe Simulationsraum wie in Kapitel 5.1 Verwendung.

Tabelle 5.1: Übersicht Parameter des Rechnetzes zur Untersuchung des Einflusses des Spacings auf die Simulationsergebnisse.  $Spacing_1$  liegt am LOX-Post tip,  $Spacing_2$  am Ende des 4 mm breiten Variationsbereichs (vergl. Abbildung 4.1).

Knotenanzahl am LOX-Post quer	Knotenanzahl in x-Richtung (x = 0 bis 4 mm)	$Spacing_1$ [mm]	$Spacing_2$ [mm]
20	60	0.02	0.10738
		0.01	0.10738
		0.003	0.10738
		0.002	0.10738
		0.001	0.10738
30	60	0.02	0.10738
		0.01	0.10738
		0.003	0.10738
		0.002	0.10738
		0.001	0.10738
40	60	0.02	0.10738
		0.01	0.10738
		0.003	0.10738
		0.002	0.10738
		0.001	0.10738
60	60	0.02	0.10738
		0.01	0.10738
		0.003	0.10738
		0.002	0.10738
		0.001	0.10738

Aus Untersuchung 5.1 geht hervor, dass für unterschiedliche Knotenzahlen quer zur Strömungsrichtung (20, 30, 40, 60) jeweils unterschiedliche Temperaturfelder zu erkennen sind (vergl. Abbildung 5.2). Um zu überprüfen, wie weit die Temperaturfelder durch angepasstes Spacing beeinflusst werden, betrachtet Abbildung 5.6 die Temperaturen bei 20 Knoten quer zur Strömungsrichtung. Die Visualisierungen der übrigen Injektorgeometrien (Knotenanzahl quer: 30, 40, 60) finden sich im Anhang. Eine Verfeinerung des Spacings zeigt bei allen Simulationen vergleichbare Effekte. Mit feiner werdendem Spacing reduziert sich die lokal heißeste Stelle der methanseitigen Kante des LOX-Posts. Ab einem Spacing von 0.003 mm sind keine weiteren optischen Unterschiede der Temperatur feststellbar. Im sauerstoffseitigen Bereich verschiebt sich das Temperaturfeld in Richtung der unteren Kante des LOX-Posts, was auf einen Wärmestau in diesem Bereich zurückzuführen ist. Ab einem Spacing von 0.003 mm kann die Temperaturverteilung als netzunabhängig angesehen werden.

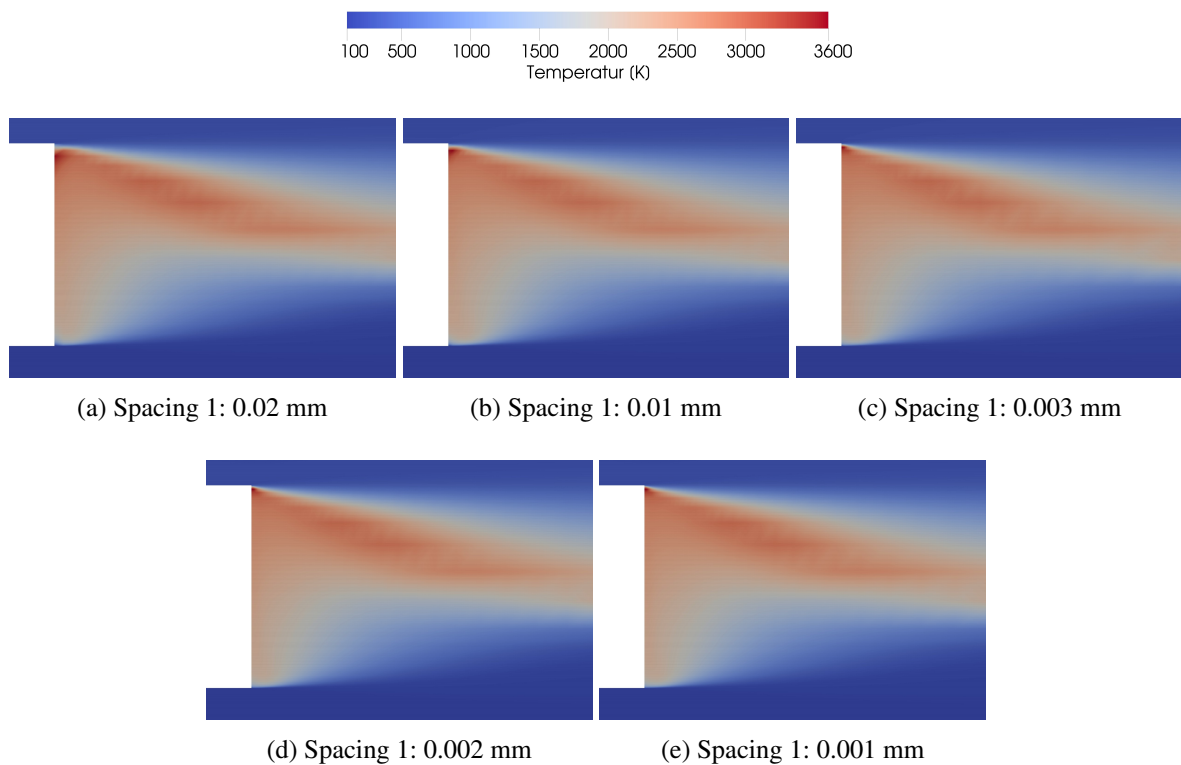


Abbildung 5.6: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Spacings in der Nähe des Posts längs zur Strömungsrichtung. Die Knotenanzahl quer zur Strömung ist konstant und beträgt 20.

Um abschätzen zu können, in welchem Maß das Spacing einen Einfluss auf die Verbrennung und Flammgeometrie hat, visualisieren Abbildungen 5.7, 5.8 und 5.9 die Temperatur, die Dichte sowie die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  bei 20 Knoten quer zur Hauptströmungsrichtung  $x$ . Die Variation des Spacings mit gleich bleibender Knotenanzahl hat nahezu keinen Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Um eine Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Knotenanzahl quer zur Hauptströmungsrichtung  $x$  zu überprüfen, sind in den Abbildungen 5.10, 5.11 und 5.12 die Simulationsergebnisse bei 60 Knoten dargestellt. Ebenfalls ist kein Einfluss des Spacings auf die Simulationsergebnisse erkennbar.

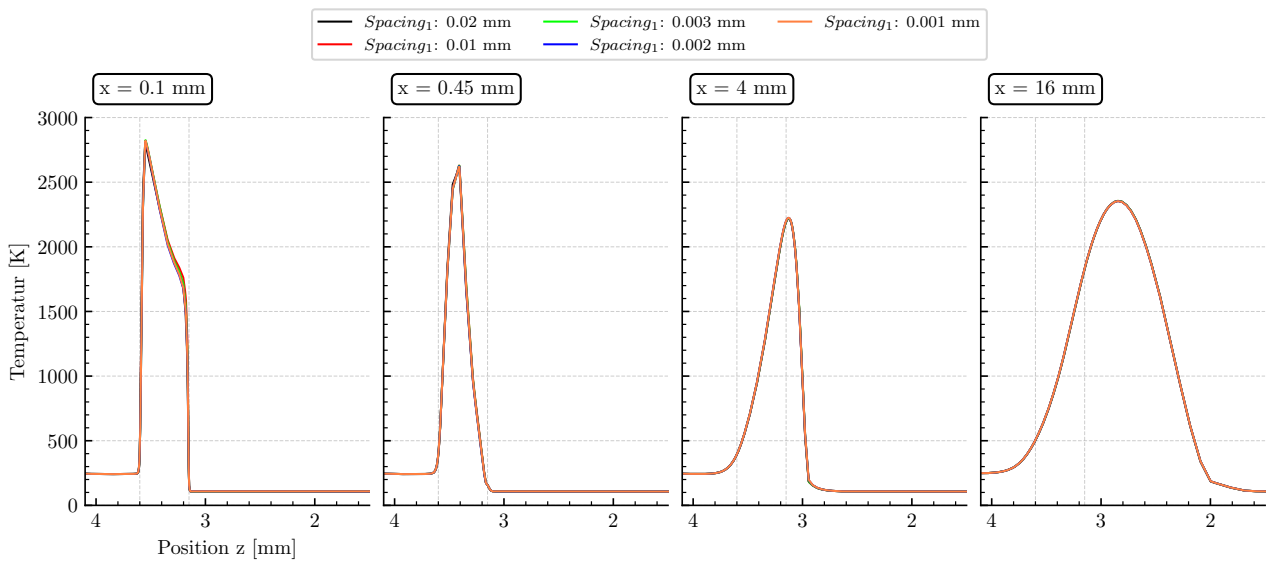


Abbildung 5.7: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Spacings am LOX-Post tip ( $Spacing_1$ ) und 20 Knoten am LOX-Post.

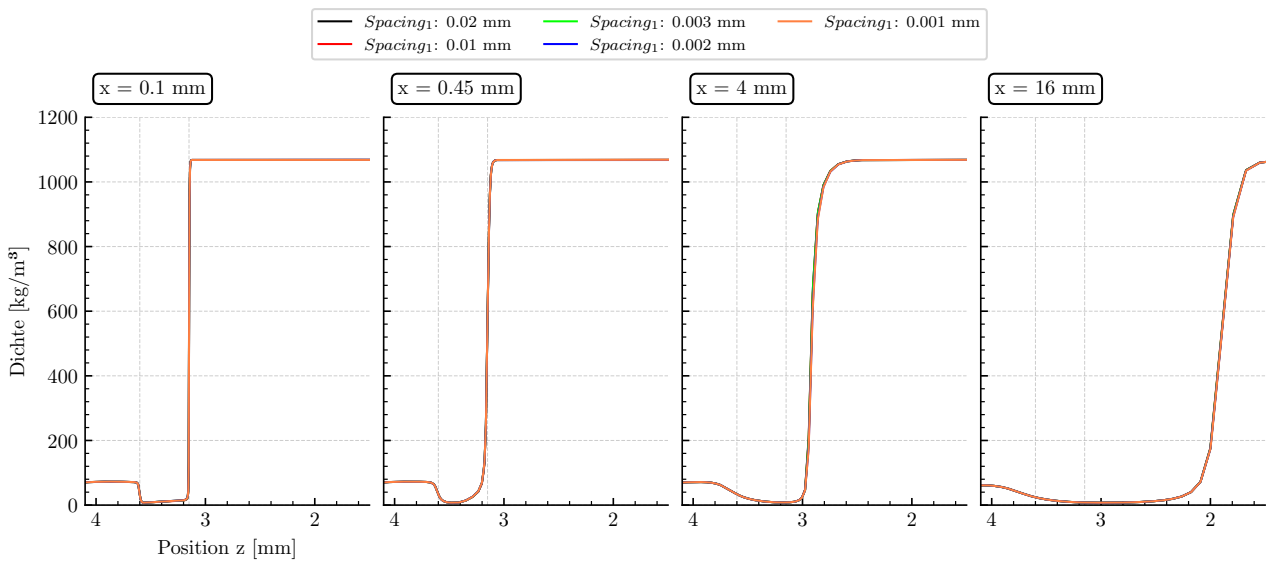


Abbildung 5.8: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Spacings am LOX-Post tip ( $Spacing_1$ ) und 20 Knoten am LOX-Post.

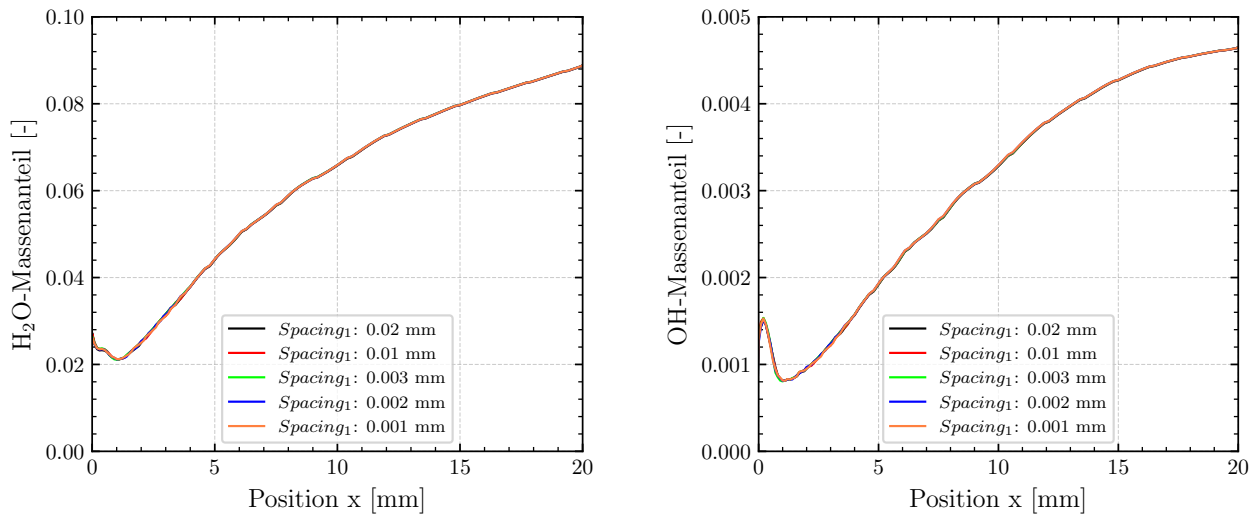


Abbildung 5.9: Arithmetisch gemittelte Massenanteile H<sub>2</sub>O und OH über die Hauptströmungsrichtung x mit Variation des Spacings am LOX-Post tip (*Spacing*<sub>1</sub>) und 20 Knoten am LOX-Post.

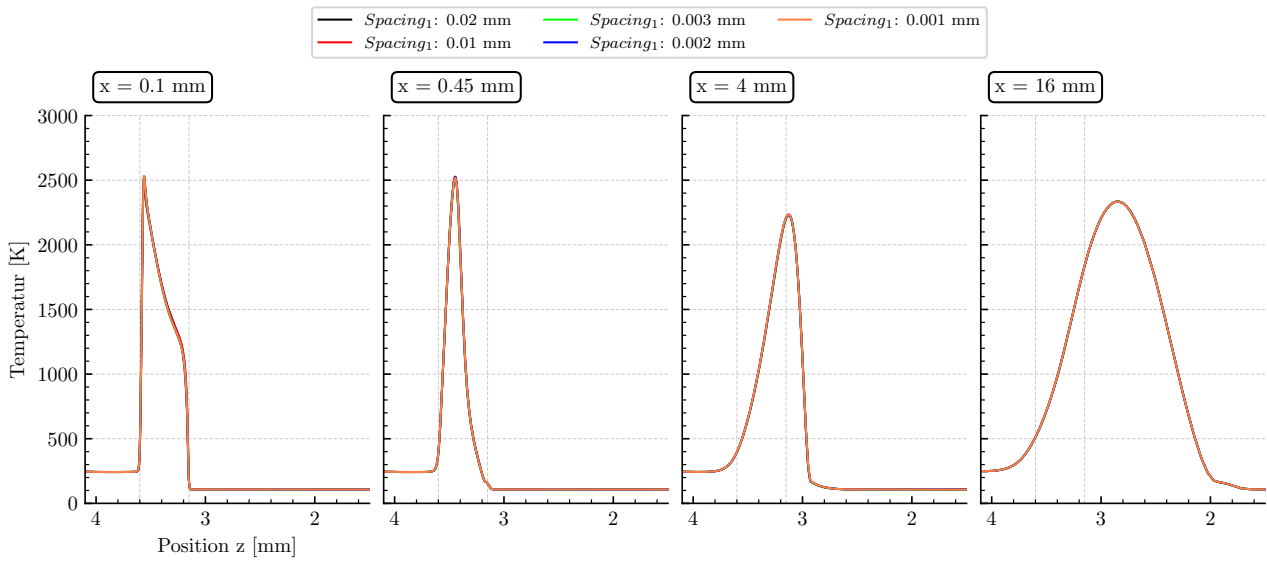


Abbildung 5.10: Temperatur über die radiale Richtung z mit Variation des Spacings am LOX-Post tip (*Spacing*<sub>1</sub>) und 60 Knoten am LOX-Post.

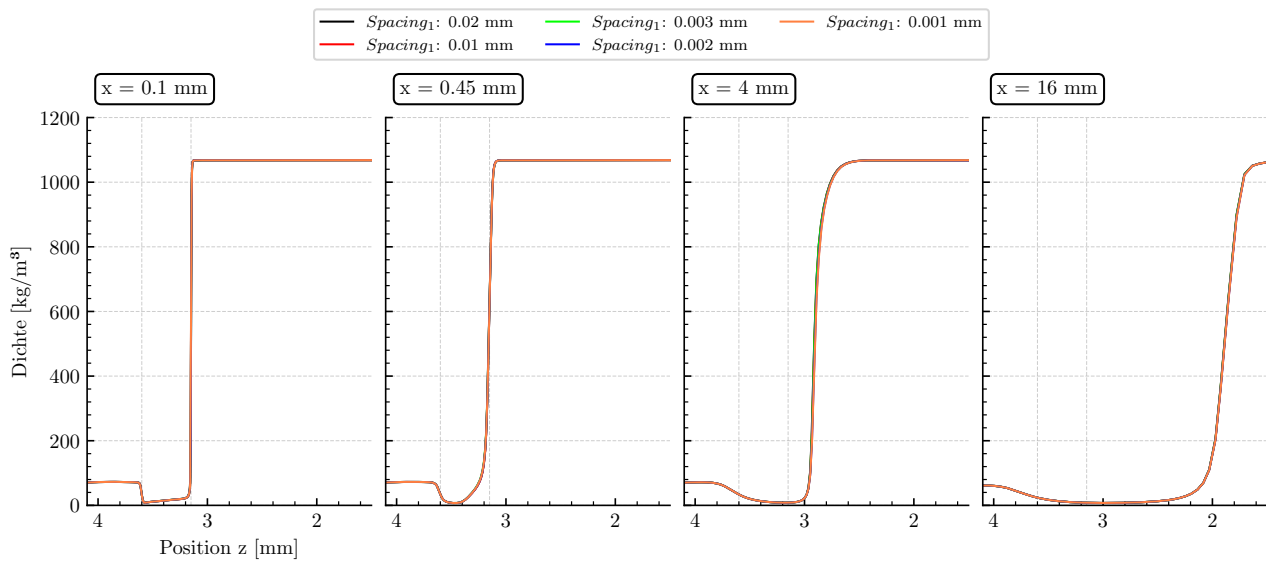


Abbildung 5.11: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Spacings am LOX-Post tip ( $Spacing_1$ ) und 60 Knoten am LOX-Post.

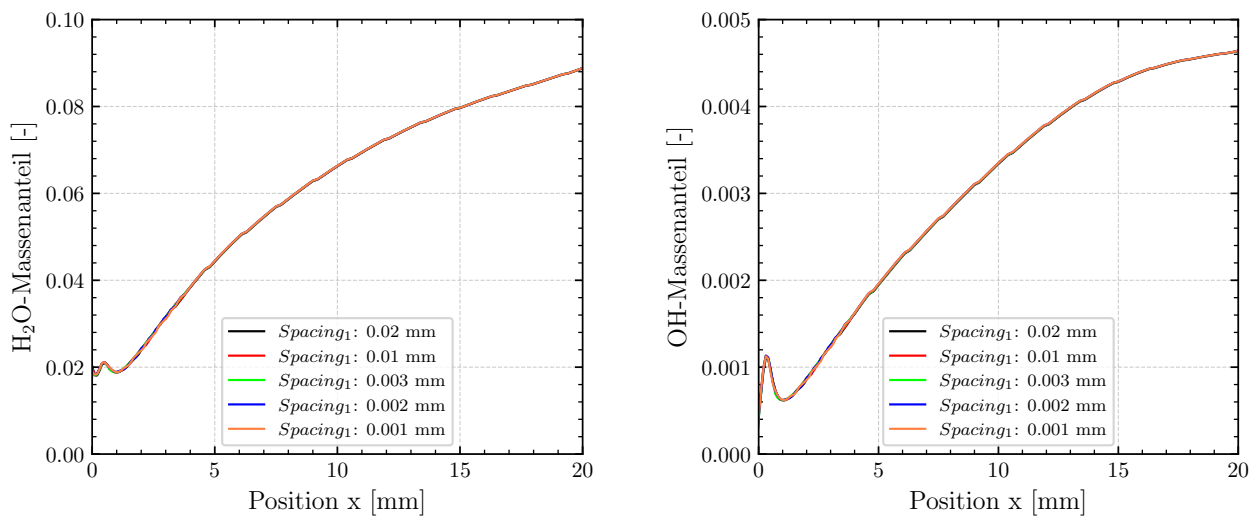


Abbildung 5.12: Arithmetisch gemittelte Massenanteile H<sub>2</sub>O und OH über die Hauptströmungsrichtung  $x$  mit Variation des Spacings am LOX-Post tip ( $Spacing_1$ ) und 60 Knoten am LOX-Post.

Abschließend kann festgehalten werden, dass das Spacing in Hauptströmungsrichtung  $x$  keinen nennenswerten Einfluss auf die charakteristischen Strömungsvariablen hat. Lediglich der Temperaturstau am adiabaten LOX-Post wird durch ein feineres Spacing exakter aufgelöst. Ab einem Spacing von 0.003 mm sind keine optischen Unterschiede zu erkennen. Diesbezüglich und um eine genaue Vorhersage des Wandwärmestroms für spätere Untersuchungen zu ermöglichen wird für weitere Simulationen ein Spacing am LOX-Post tip von 0.003 mm gewählt.

## 6 Untersuchung der Injektorlänge

Um die Abmessungen  $LCH_4$  und  $LO_2$  des Simulationsraumes für weitere Parameteruntersuchungen zu ermitteln, werden Untersuchungen mit idealen und realen Fluiden durchgeführt. Dies hat zum Ziel die minimal erforderlichen Abmessungen der Einlaufängen für die Erzeugung synthetischer Turbulenz zu bestimmen, damit ein falsches Strömungsprofil keinen Einfluss auf die Flamme hat.

### 6.1 Injektorlänge bei 300 K Fluidtemperatur

**Zieldefinition:** Bestimmung der Einlaufängen  $LCH_4$  und  $LO_2$  (siehe Abbildung 4.1) zur Erzielung turbulenter Geschwindigkeitsprofile an Position  $x = 0$  mm bei idealen Fluiden.

**Simulationsparameter:** Im Rahmen dieser Untersuchung werden die Einlaufängen von 5 mm bis 350 mm in exponentieller Schrittweite erhöht. Alle Wände sind adiabat. Sauerstoff und Methan strömen mit 300 K in den Rechenraum ein und werden als ideale Gase betrachtet. Aufgrund der gesetzten Randbedingung besitzt jede Zelle über den Querschnitt des Einlasses die gleiche Geschwindigkeit. Bis sich ein turbulentes Profil einstellt und die Geschwindigkeit an den Rändern abgebaut ist, wird eine Einlaufänge benötigt. Für diese Parameterstudie werden die Längen beider Einläufe gleichzeitig angepasst. Die Auswertung findet am Ende der Einlaufkanäle bei  $x = 0$  mm statt. Eine zusätzlich Normierung der Ergebnisse ermöglicht eine verlustfreie Charakterisierung des Strömungsprofils.

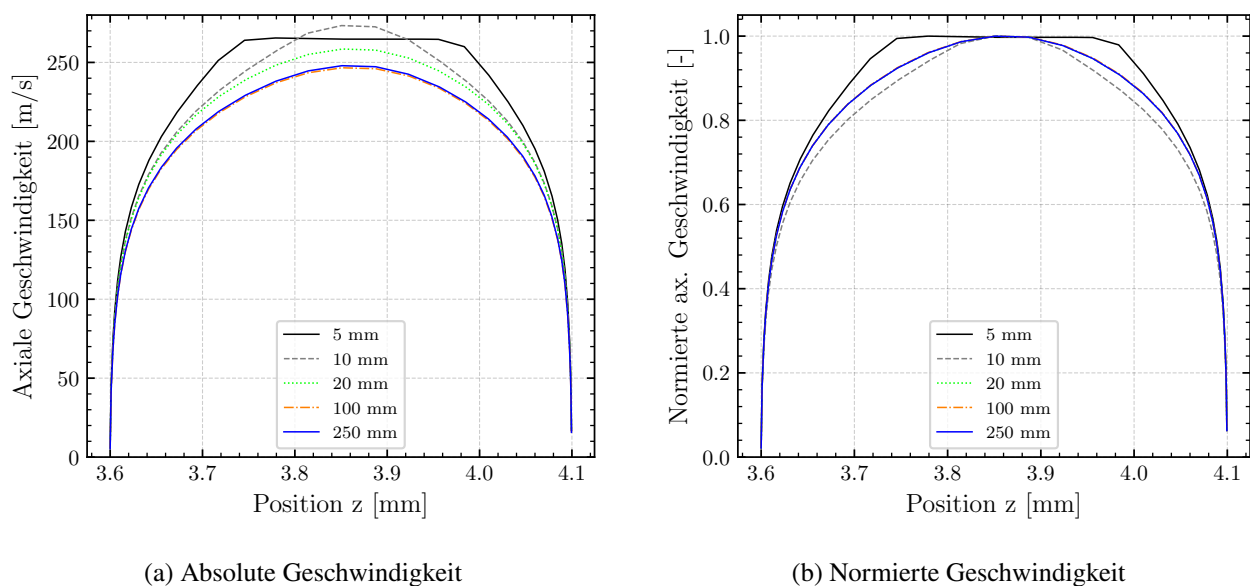


Abbildung 6.1: Geschwindigkeitsprofile von  $CH_4$  als Idealgas mit Variation der Einlaufänge bei 300 K Fluidtemperatur ( $x = 0$  mm)

Grafik 6.1 zeigt die Geschwindigkeitsprofile von  $CH_4$  bei Variation der Einlaufänge als Idealgas. Bei einer Einlaufänge von 5 mm ist ein Plateau zu erkennen, welches durch die äquivalente Einstromgeschwindigkeit des Einlasses verursacht wird. Bereits bei 20 mm Einlaufänge stellt sich ein vollständig ausgeprägtes turbulentes Strömungsprofil ein. Jede weitere Verlängerung führt zu Reibungsverlusten und somit zu einer Reduktion der Geschwindigkeit. Die rechte Grafik zeigt die normierten Geschwindigkeitsprofile. Ab einer Länge von 20 mm überlagern sich die Kurven, was auf ein vollständig ausgeprägtes turbulentes Geschwindigkeitsprofil hindeutet.

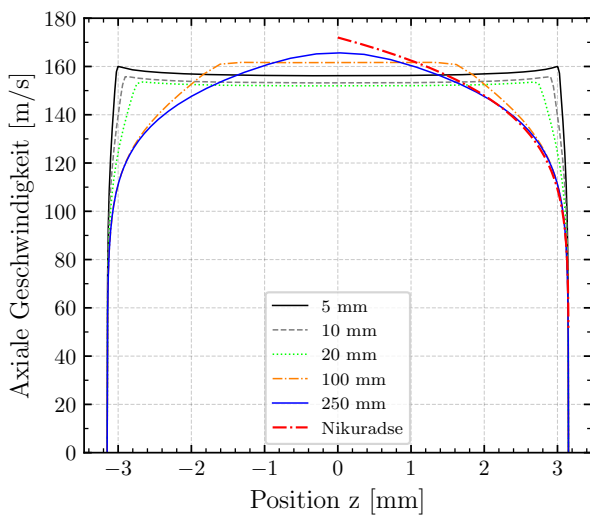


Grafik 6.2 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der O<sub>2</sub> Strömung bei idealem Gasverhalten und 300 K Fluidtemperatur. Bei den Längen 5 mm bis 20 mm ist ein kantiger Verlauf zu erkennen, was auf ein nicht ausgeprägtes Geschwindigkeitsprofil hindeutet. Mit steigender Einlauflänge stellt sich ein ausgeprägteres turbulentes Strömungsprofil ein. Die rechte Abbildung aus Grafik 6.2 zeigt die normierten Werte. Es ist keine Überlagerung der dargestellten Kurven sichtbar. Erst bei 250 mm ist ein ausgeprägteres turbulentes Profil erkennbar. Der theoretische Ansatz nach Nikuradse 6.1 wird zur Überprüfung auf Turbulenz genutzt. Dabei ist  $R$  der maximale Radius des Rohrs,  $r$  der aktuelle Radius,  $c$  die Geschwindigkeit beziehungsweise die maximale Geschwindigkeit in der Strömung und  $n$  ein Exponent, der in Abhängigkeit von der Reynoldszahl festgelegt ist.

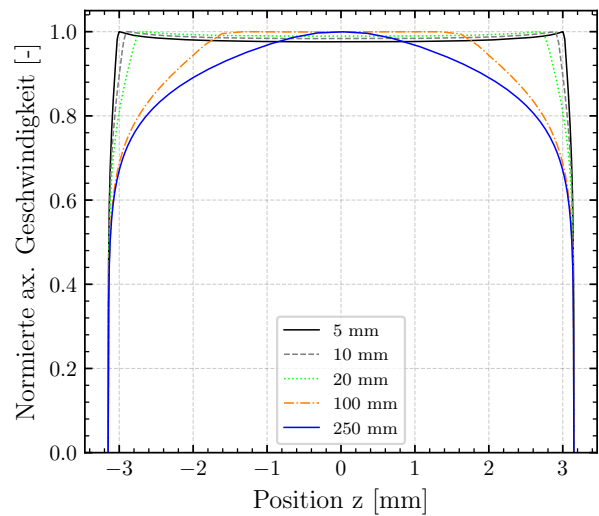
$$c(r) = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^n c_{\max} \tag{6.1}$$

$$\bar{c} = K \cdot c_{\max} \text{ mit } K = \frac{2}{(n+1)(n+2)} \tag{6.2}$$

Die Integration des theoretischen Ansatzes in Abbildung 6.2 (rote Strichpunktlinie, linke Grafik) bestätigt die Annahme eines turbulenten Strömungsprofils bei 250 mm Einlauflänge für die Sauerstoffströmung. Nach L.F. Flint [26] ist die Genauigkeit des theoretischen Ansatzes von Nikuradse im zentralen Strömungsgebiet nicht gegeben, was auch die Abweichung zum Geschwindigkeitsprofil mit 250 mm Einlauflänge erklärt. Aus diesem Grund macht eine Normierung dieser Kurve keinen Sinn und es wird bei der Verwendung für den unnormierten Strömungsfall belassen .



(a) Absolute Geschwindigkeit



(b) Normierte Geschwindigkeit

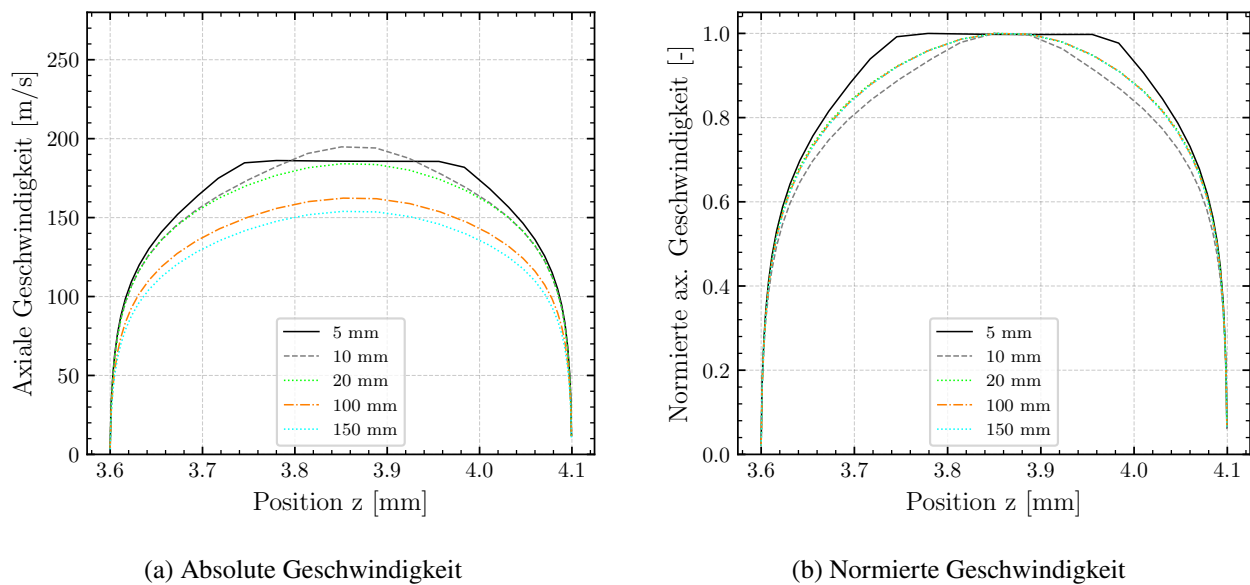
Abbildung 6.2: Geschwindigkeitsprofile von O<sub>2</sub> als Idealgas mit Variation der Einlauflänge bei 300 K Fluidtemperatur (x = 0 mm).

## 6.2 Injektorlänge mit realen Fluideigenschaften

**Zieldefinition:** Bestimmung der Einlaufängen  $LCH_4$  und  $LO_2$  (siehe Abbildung 4.1) zur Erzielung turbulenter Geschwindigkeitsprofile an Position  $x = 0$  mm mit realen Fluiden.

**Simulationsparameter:** Alle Wände sind adiabat. Methan strömt mit realen Fluidverhalten und 249 K und Sauerstoff mit realen Fluidverhalten und 107 K in den Simulationsraum.

Die Ergebnisse für die Variation der Einlaufänge von Methan sind in Abbildung 6.3 visualisiert. Dabei ist eine Einlaufänge von 20 mm für Methan mit einer Temperatur von 249 K ausreichend.



(a) Absolute Geschwindigkeit

(b) Normierte Geschwindigkeit

Abbildung 6.3: Geschwindigkeitsprofile von  $CH_4$  als reales Fluid mit Variation der Einlaufänge bei 249 K Fluidtemperatur ( $x = 0$  mm).

Grafik 6.4 zeigt das Geschwindigkeitsprofil von  $O_2$ , modelliert als Realgas. Eine Einlaufänge von 250 mm ist nicht ausreichend, um ein vollständig ausgeprägtes Turbulenzprofil zu erzielen.

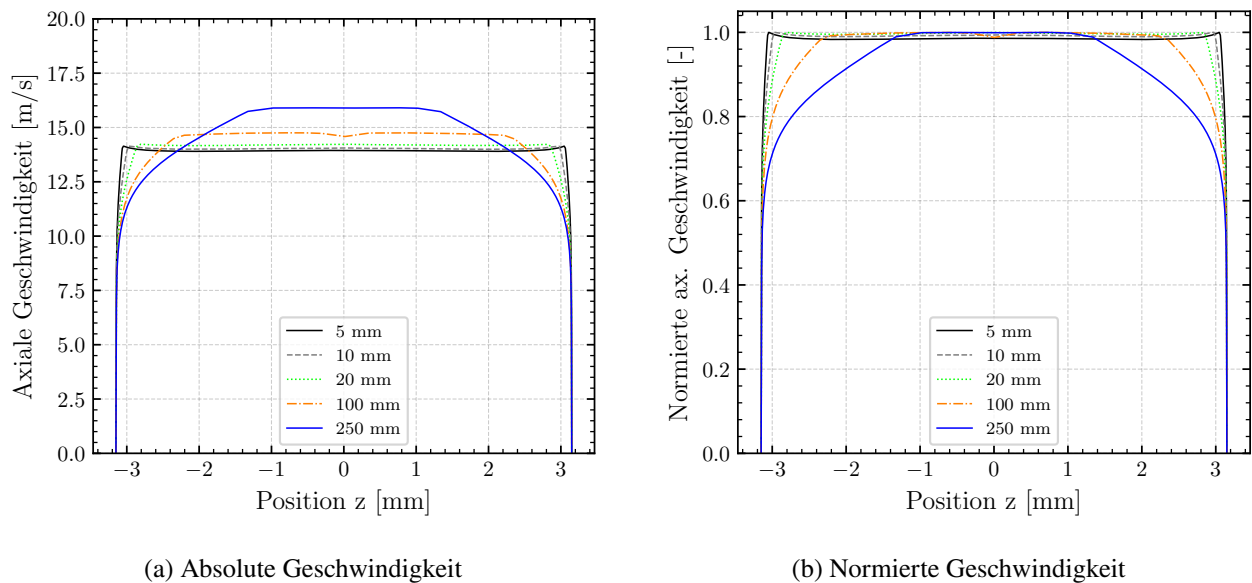


Abbildung 6.4: Geschwindigkeitsprofile von  $O_2$  als reales Fluid mit Variation der Einlauflänge bei 107 K Fluidtemperatur ( $x = 0$  mm).

Eine weitere Steigerung der Einlauflänge führt zu unverhältnismäßig langen Rechenzeiten, selbst für einfache Parameterstudien. Aus diesem Grund wird geprüft, ob ein vollständig ausgeprägtes Turbulenzprofil überhaupt notwendig ist oder ob ein turbulenzähnliches Profil in der Nähe der Flammenfront ausreicht.

### 6.3 Einflussuntersuchung des turbulenten Strömungsprofils auf die Verbrennung und Flammenbildung

**Zieldefinition:** Ermittlung der Auswirkungen zwischen ausgeprägterem und unausgeprägtem turbulentem Geschwindigkeitsprofil des Sauerstoffmassenstroms auf die Verbrennung und Flammenbildung.

**Simulationsparameter:** Alle Wände werden als adiabat betrachtet. Die Einlauflänge von Methan liegt bei 20 mm, die Einlauflänge von Sauerstoff variiert zwischen 20 mm und 250 mm.

Abbildung 6.5 und Abbildung 6.6 zeigen das Temperaturfeld der Strömung um den LOX-Post. Mit langem Einlauf sind niedrigere Temperaturen in unmittelbarer Nähe am Post festzustellen, als bei kurzem Einlauf. Die durchschnittliche Temperatursenkung zwischen langem und kurzem Einlauf liegt bei 200 K. Im hinteren Simulationsbereich ändert sich die Temperatur nicht.

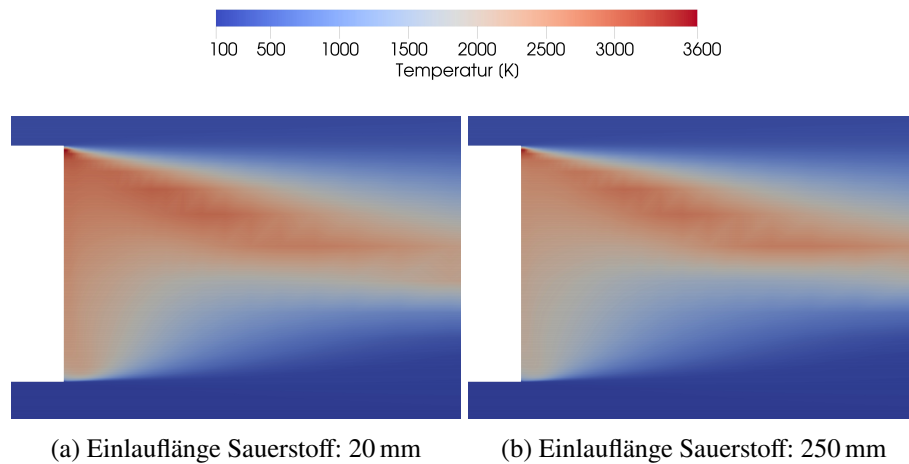


Abbildung 6.5: Temperaturfeld am LOX-Post mit Variation der Sauerstoffeinlaufänge

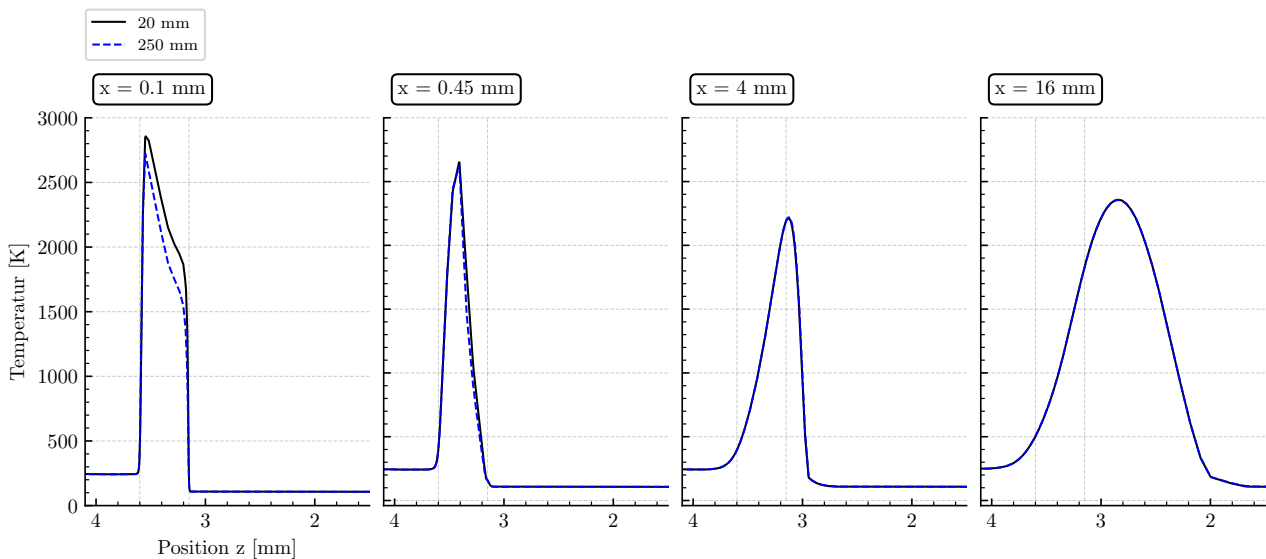


Abbildung 6.6: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Sauerstoffeinlaufänge zwischen 20 mm und 250 mm.

Abbildung 6.7 zeigt die axiale Geschwindigkeit bei ausgeprägter und unausgeprägter Turbulenz. Es lassen sich geringe Geschwindigkeitsunterschiede bei  $z = 3$  mm und  $x = 0.1$  mm,  $x = 0.45$  mm,  $x = 4$  mm erkennen. Im hinteren Simulationsbereich sind keine Unterschiede feststellbar.

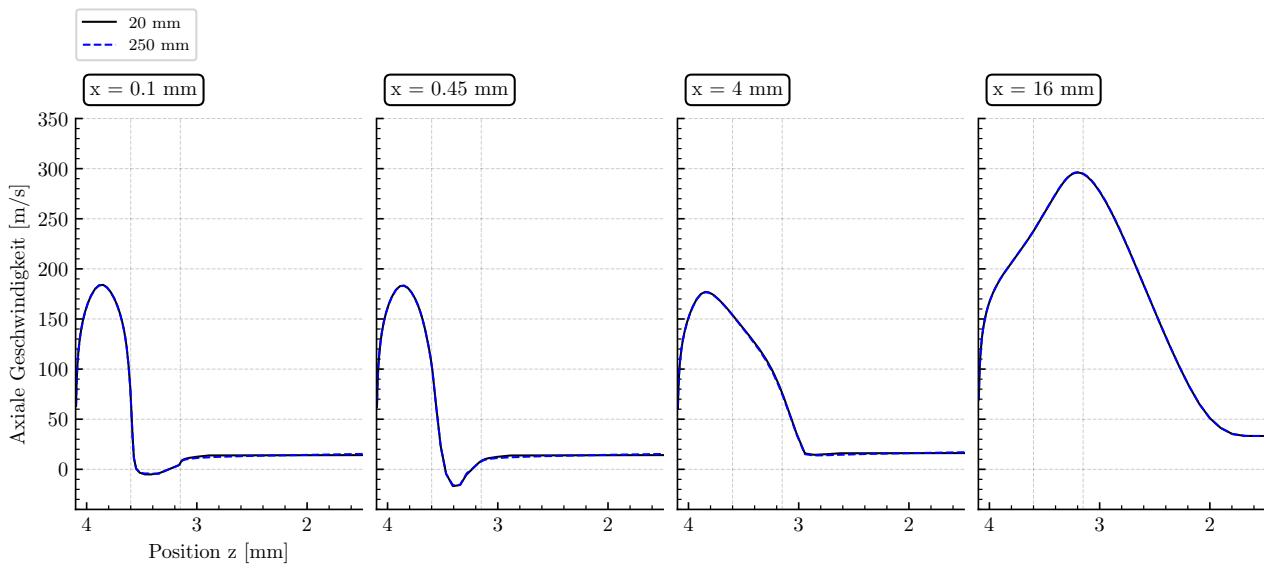


Abbildung 6.7: Axialen Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Sauerstoffeinlauf­länge zwischen 20 mm und 250 mm.

Abbildung 6.8 visualisiert die Massenanteile  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{OH}$ . In der Nähe des LOX-Post tips sind erhöhte Mengen  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{OH}$  bei unausgeprägter Turbulenz festzustellen. Durch das blockartige Geschwindigkeitsprofil bei kurzem Einlauf werden höhere Strömungsgeschwindigkeiten des Oxidators erreicht. Somit wird ein höherer Massenanteil an  $\text{O}_2$  in die Verbrennung eingebracht. Dieser erhöhte Massenanteil bewirkt eine gesteigerte Verbrennungsrate, was die freigesetzte Wärme und in Folge dessen die Temperatur erhöht.

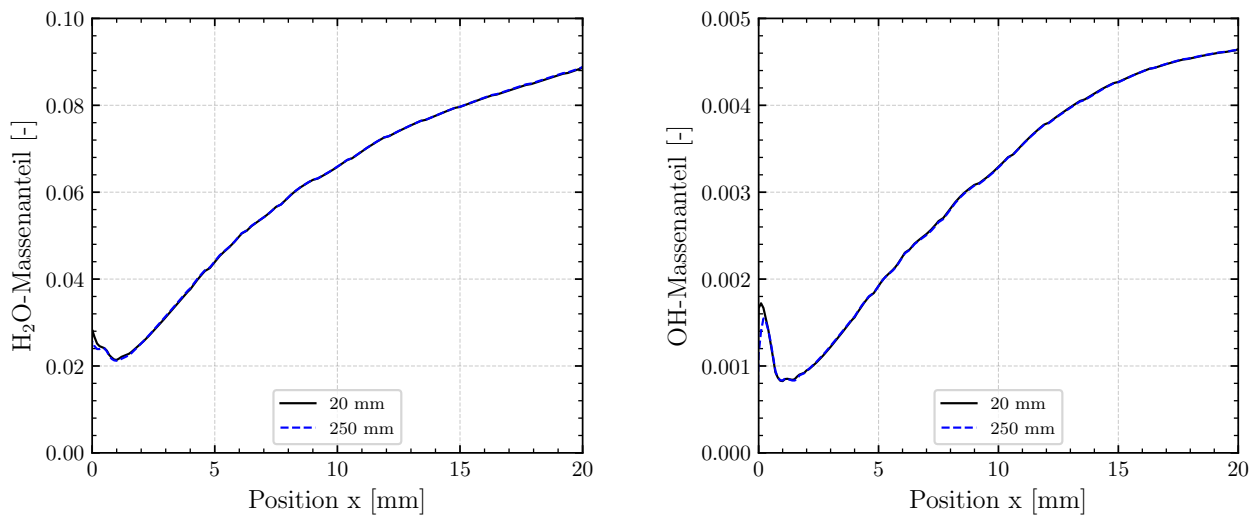


Abbildung 6.8: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{OH}$  über die Hauptströmungsrichtung  $x$  bei Variation der Sauerstoffeinlauf­länge zwischen 20 mm und 250 mm

Abbildung 6.9 zeigt die turbulente über die laminare Viskosität und ist hiermit ein Maß für die Ausprägung eines turbulenten Geschwindigkeitsprofils. Rote Linien markieren die Außenkanten des LOX-

Posts. Bei einem Einlauf von 250 mm ist ein ausgeprägteres Turbulenzprofil als bei 20 mm Einlauf vorhanden. Die Intensität der Turbulenz ist in unmittelbarer Nähe zum Post ähnlich. Mit längerem Einlauf wird eine breitere Überlagerung der Kurven erreicht.

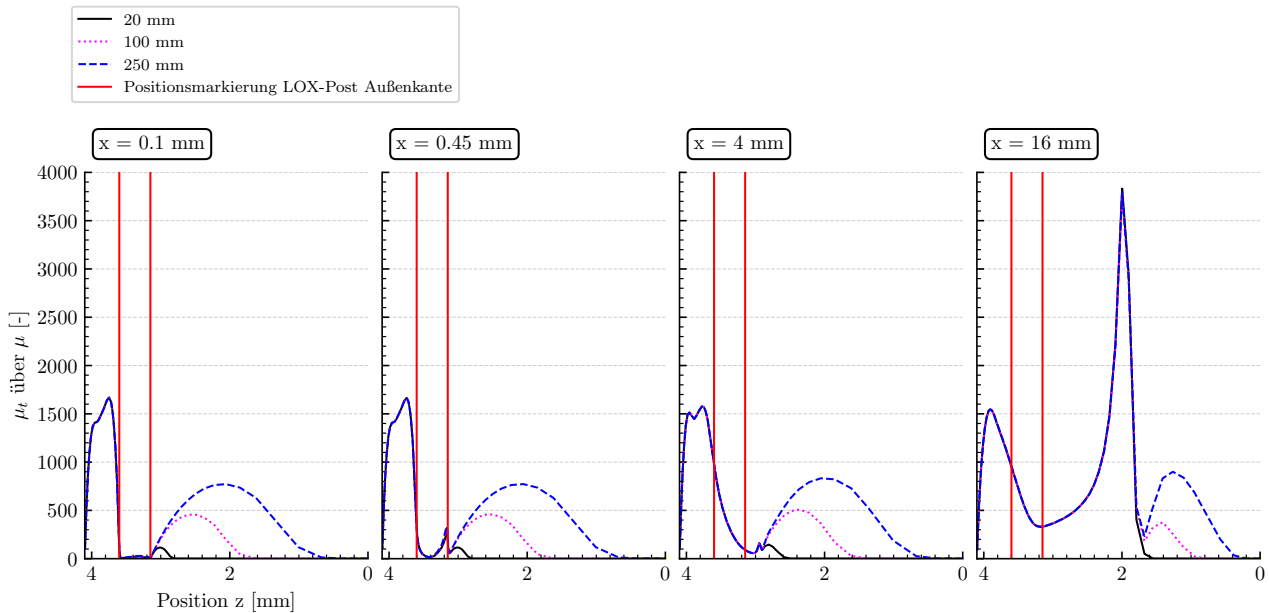


Abbildung 6.9: Turbulente Viskosität über die laminare Viskosität aufgetragen über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Sauerstoffeinlaufänge zwischen 20 mm, 100 mm und 250 mm.

Weiter zeigt Abbildung 6.10 die Massenanteile von  $O_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  und  $OH$ . Es sind geringe Unterschiede in der Nähe  $x = 0$  mm festzustellen.

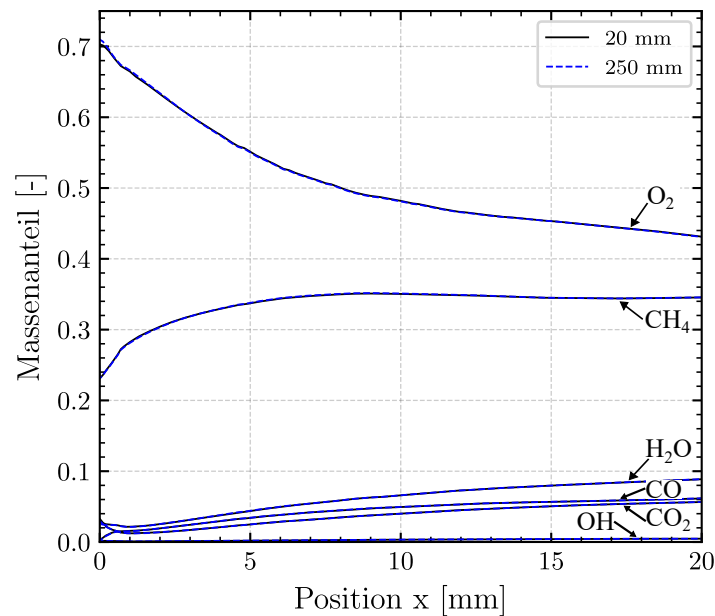


Abbildung 6.10: Massenanteile O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>O, CO, CO<sub>2</sub>, OH in Hauptströmungsrichtung x bei den Sauerstoffeinlaufängen 20 mm und 250 mm

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Einlaufänge einen geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat. Da sich bei kurzen Einläufen bereits Turbulenz in der Nähe der Wände einstellt, ist es nicht notwendig mit einem vollständig ausgeprägten Strömungsprofil zu simulieren. Ein ausgeprägtes Strömungsprofil würde die Knotenanzahl und somit die Simulationszeit deutlich erhöhen. Um die geringen Einflüsse des turbulenten Geschwindigkeitsprofils auf die Temperatur und die Massenanteile für weitere Parameterstudien ausschließen zu können, werden für die folgenden Untersuchungen nachstehende Einlaufängen gewählt:

- Einlaufänge Methan: 20 mm,
- Einlaufänge Sauerstoff: 100 mm.

## 7 Untersuchung des Druckeinflusses

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen von Druckänderungen auf die Simulationsergebnisse untersucht. Dabei wird der Druck an der Auslassrandbedingung mit und ohne Anpassung der Massenströme variiert. Eine reine Variation des Brennkammerdrucks entspricht einer variablen Düse mit konstanten Massenströmen. Die zusätzliche Anpassung der Massenströme entspricht einer konstanten Düsengeometrie.

### 7.1 Variation Brennkammerdruck

**Zieldefinition:** Untersuchung der Auswirkungen einer Drucksteigerung und Drucksenkung am Auslass des Simulationsraumes auf die Flamme und die Strömung nach dem LOX-Post bei konstanten Massenströmen.

**Simulationsparameter:** Alle Wände werden als adiabat betrachtet. Abbildung 7.1 zeigt eine Übersicht der durchgeführten Simulationen. Die rote „Linie“ markiert die Referenzsimulation mit einem Brennkammerdruck von 60 bar. Der minimal erreichbare Brennkammerdruck liegt bei 49 bar, da TAU keine Zwei-Phasen-Strömung simulieren kann. Alle weiteren Reduktionen führen zum Abbruch der Simulation.

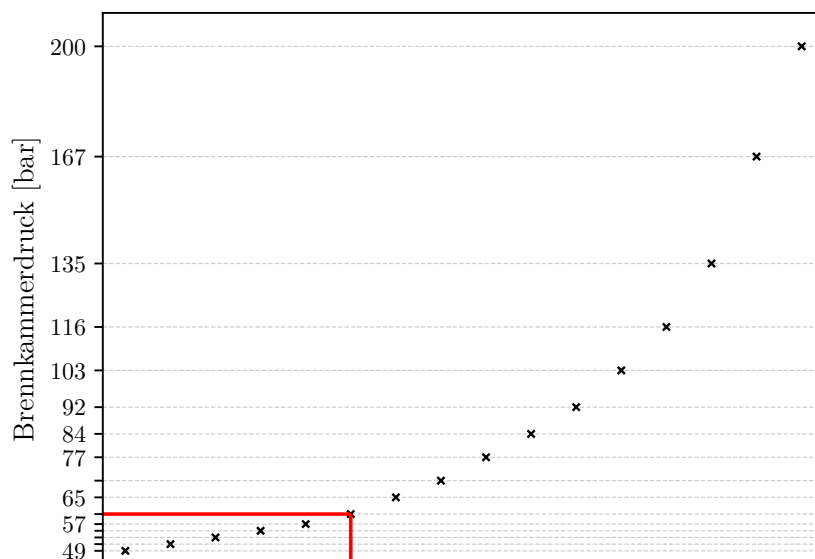


Abbildung 7.1: Übersicht Variation des Brennkammerdrucks. Jedes Kreuz markiert eine Simulation. Die rote Linie zeigt die Standardsimulation mit 60 bar.

Eine Steigerung des Brennkammerdrucks führt zu einer Erhöhung der Dichten und einer Verringerung der Strömungsgeschwindigkeiten an den Einlässen. Das Impulsflussverhältnis und das Geschwindigkeitsverhältnis sinken mit steigendem Brennkammerdruck. In Tabelle 7.1 sind das Impulsverhältnis  $J$ , das Geschwindigkeitsverhältnis  $R_u$  sowie die Geschwindigkeiten und Dichten von Methan und Sauerstoff dargestellt.



Tabelle 7.1: Impulsflussverhältnis, Geschwindigkeitsverhältnis, Strömungsgeschwindigkeit und Dichte bei steigendem Brennkammerdruck und konstanten Massenströmen.

Brennkammerdruck [bar]	$\dot{m}_{\text{LOX}}$ [kg/s]	$\dot{m}_{\text{CH}_4}$ [kg/s]	J [-]	$R_u$ [-]	$u_{\text{LOX}}$ [m/s]	$u_{\text{CH}_4}$ [m/s]	$\rho_{\text{LOX}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_{\text{CH}_4}$ [kg/m <sup>3</sup> ]
49	0.46	0.136	10.18	13.40	13.86	185.67	1064.54	60.40
60	0.46	0.136	8.61	11.32	13.81	156.35	1068.31	71.77
65	0.46	0.136	7.97	10.50	13.82	145.14	1069.92	77.33
70	0.46	0.136	7.41	9.78	13.81	135.05	1071.68	83.11
77	0.46	0.136	6.89	8.99	13.65	122.77	1074.06	91.48
84	0.46	0.136	6.09	8.09	13.83	111.89	1076.39	100.15
92	0.46	0.136	5.19	7.14	14.27	101.90	1081.44	110.13
103	0.46	0.136	5.07	6.66	13.61	90.67	1083.67	123.89
116	0.46	0.136	4.48	5.91	13.64	80.58	1087.20	139.52
135	0.46	0.136	3.93	5.17	13.53	69.97	1092.97	160.66
167	0.46	0.136	3.40	4.44	13.31	59.12	1103.01	190.20
200	0.46	0.136	3.02	3.96	13.25	52.50	1112.57	214.09

Abbildung 7.2 visualisiert die Temperaturfelder am LOX-Post tip bei steigendem Brennkammerdruck und konstantem Massenstrom. Mit steigendem Druck nimmt die Temperatur am LOX-Post zu. Während bei einem Brennkammerdruck von 60 bar an der oberen Kante lokal 3600 K auftreten, sind bei 200 bar 3000 K an der gesamten Stirnfläche des LOX-Posts erkennbar.

Weiter zeigt Grafik 7.3 die Temperaturverläufe im Simulationsraum. Bei  $x = 0.1$  mm sind höhere Temperaturen sowie eine Verbreiterung der Flamme bei hohen Drücken festzustellen. Ebenfalls ist zu erkennen, dass der Temperaturanstieg nicht linear mit dem Brennkammerdruck verläuft. Zwischen 60 bar und 103 bar ist ein stärkerer Anstieg der Temperatur am LOX-Post feststellbar, als zwischen 103 bar und 167 bar. Ab  $x = 0.45$  mm sind geringere Temperaturen bei hohen Drücken zu erkennen. Die maximalen Temperaturen der Flamme verschieben sich im hinteren Simulationsbereich in positive z-Richtung. Bei  $x = 16$  mm sind mit höheren Drücken schmalere und kühlere Flammen als bei geringen Drücken erkennbar. Die obere Flammengrenze bleibt unverändert und die untere Flammengrenze verschiebt sich weg von der Symmetrieachse in positive z-Richtung.

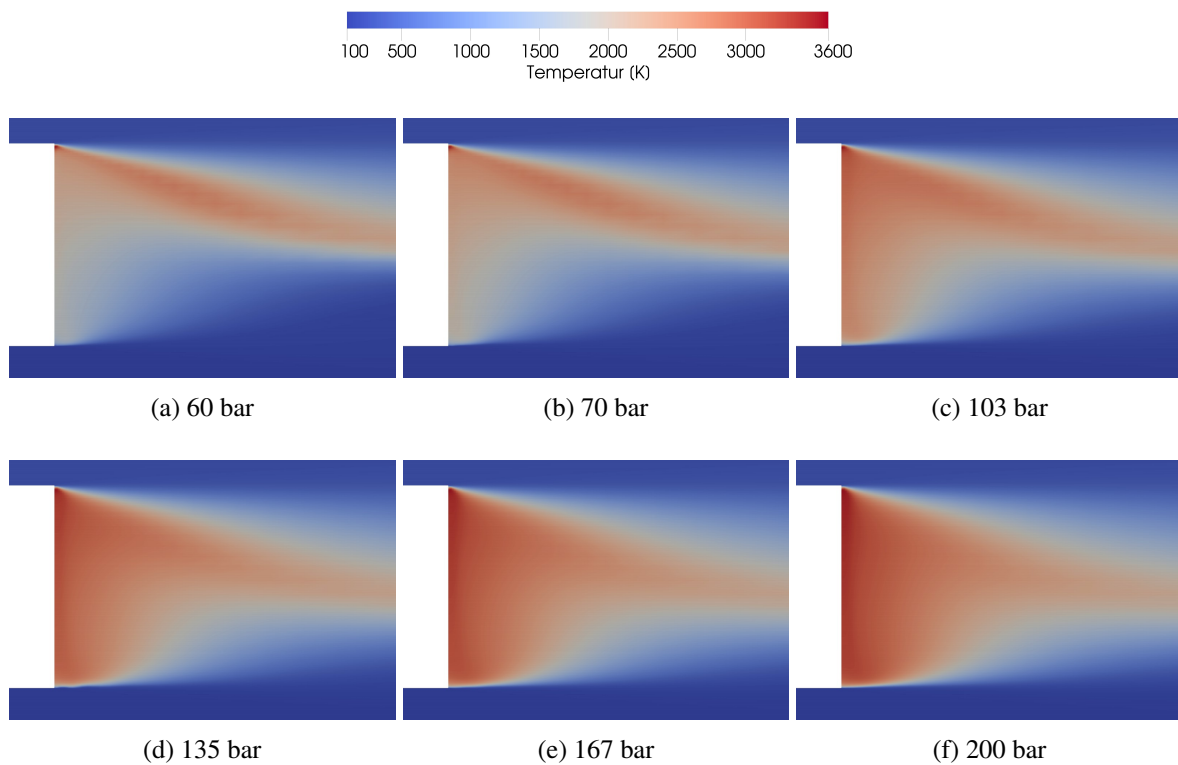


Abbildung 7.2: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanter Massenströme.

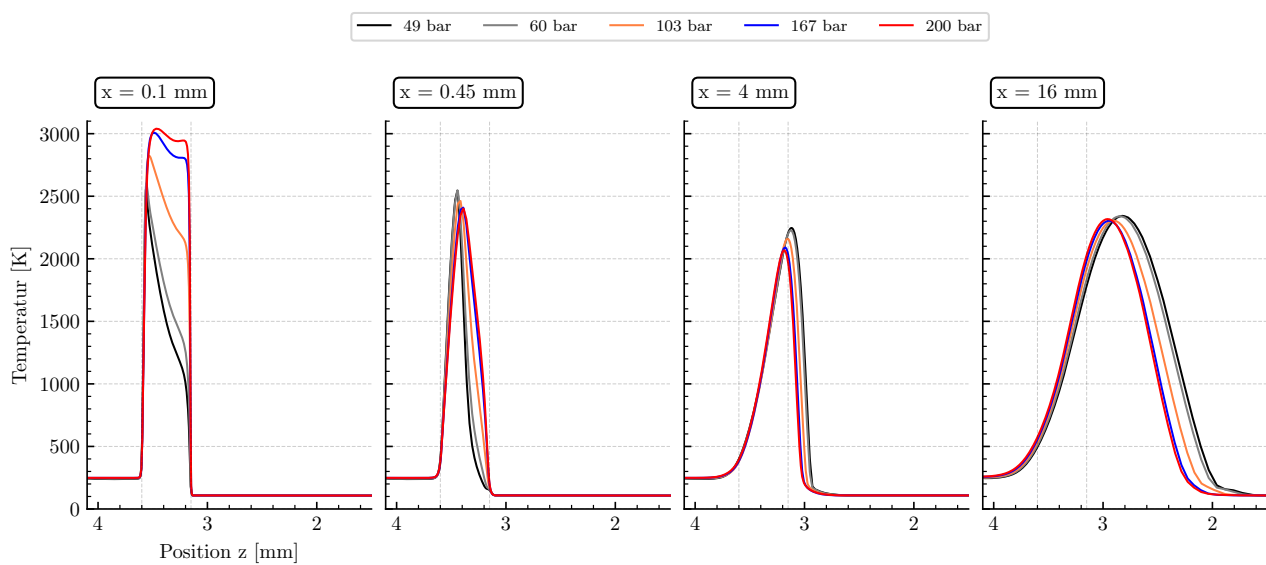


Abbildung 7.3: Temperatur über die radiale Richtung z mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen.

Abbildung 7.4 zeigt die Erhöhung der Dichte bei steigendem Brennkammerdruck. Methan weist ein eher kompressibles und Sauerstoff ein eher inkompressibles Fluidverhalten auf. Von 60 bar auf 200 bar erhöht sich die Dichte des Methans um den Faktor 2.98 und die Dichte des Sauerstoffs um den Faktor

1.04. Eine Erhöhung des Drucks bewirkt eine Verschiebung des Sauerstoffstroms in positive radiale Richtung z, was eine Einengung des Methanstroms verursacht.

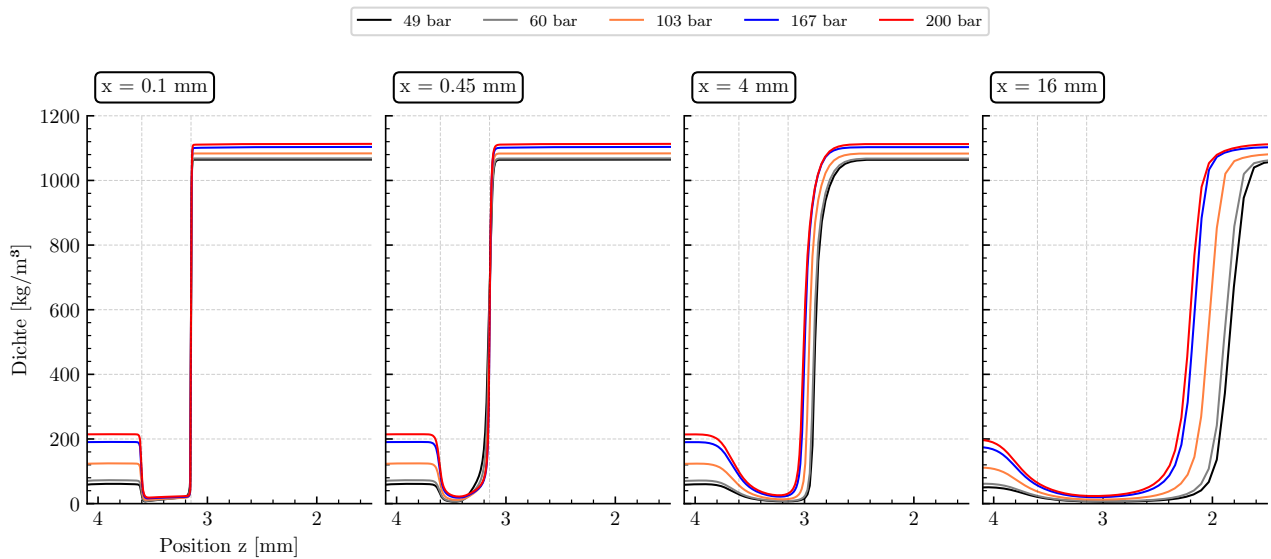


Abbildung 7.4: Dichte über die radiale Richtung z mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen.

Grafik 7.5 stellt die axiale Geschwindigkeit mit Variation des Brennkammerdrucks dar. Mit geringem Druck sind höhere Geschwindigkeit über nahezu dem gesamten Simulationsbereich vorhanden. Bei 60 bar Brennkammerdruck steigt die maximale Methangeschwindigkeit zwischen  $x = 0.1$  mm und  $x = 16$  mm von 218 m/s auf 348 m/s an. Bei 200 bar erhöht sich die maximale Methangeschwindigkeit zwischen  $x = 0.1$  mm und  $x = 16$  mm von 52 m/s auf 108 m/s. Über den gesamten Simulationsraum zeigt sich, dass das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis primär die axialen Geschwindigkeiten beeinflusst.

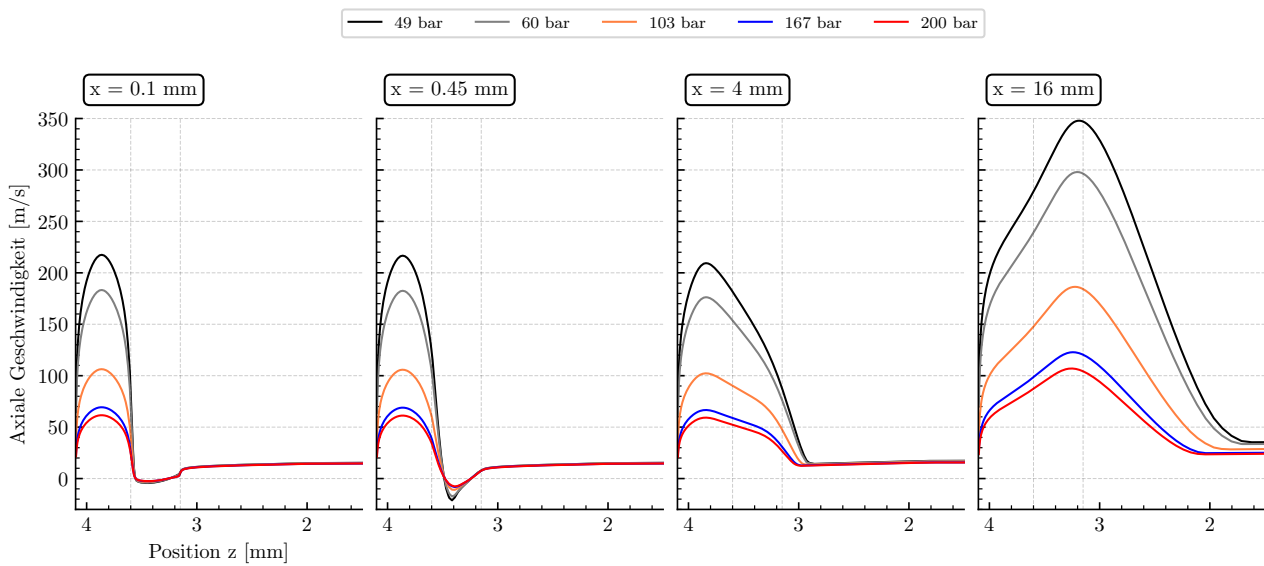


Abbildung 7.5: Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Brennkammerdrucks bei konstanten Massenströmen.

In Abbildung 7.6 sind die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  aufgetragen. Im vorderen Simulationsbereich ist bei höherem Druck eine breitere und heißere Flamme am Ankerpunkt vorhanden, was zum Anstieg der Massenanteile führt. Im hinteren Simulationsbereich ist bei hohen Drücken eine schmalere und kühlere Flamme festzustellen. Dadurch sind dort geringere Massenanteile als bei niedrigen Drücken festzustellen.

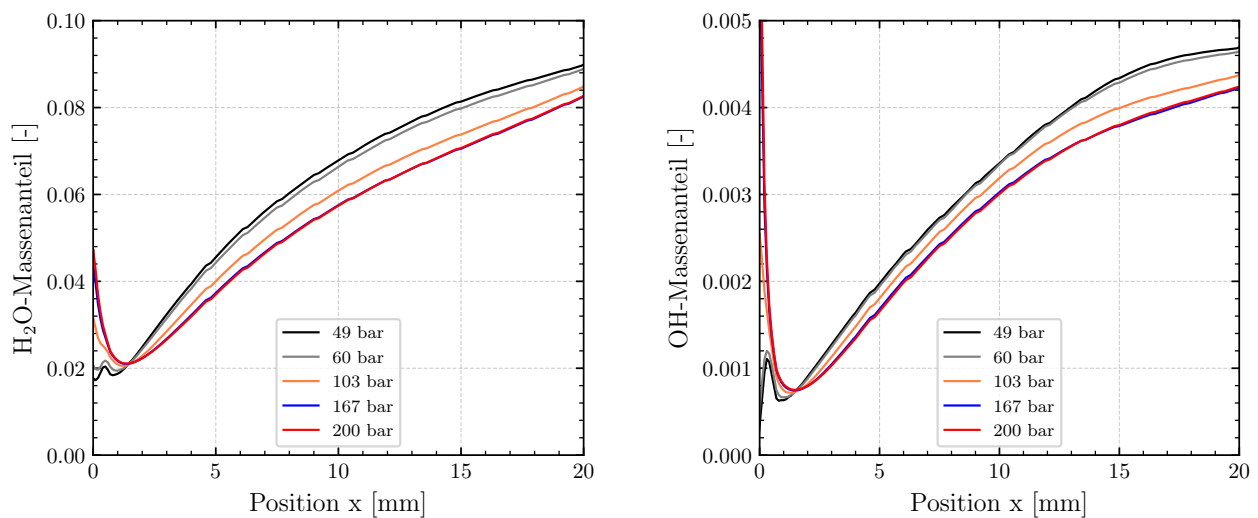


Abbildung 7.6: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  über die Hauptstromrichtung  $x$  bei Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen.

Um die Veränderung der Turbulenz durch die Druckänderung genauer zu analysieren, werden nachfolgend die Größen  $k$  (turbulente kinetische Energie) und  $\mu_t$  (Wirbelviskosität) untersucht.

In Abbildung 7.7 und Abbildung 7.8 ist die turbulente kinetische Energie  $k$  dargestellt. Bei  $x = 0.1$  mm sinkt die turbulente kinetische Energie auf der Methanseite mit abnehmender Geschwindigkeit des Methanmassenstroms. An der Oberkante des LOX-Posts, bei  $z = 3.6$  mm, ist ein Maximum der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen. An dieser Position ankert die Flamme und die Verbrennung führt zum Anstieg der turbulenten kinetischen Energie. Hinter dem LOX-Post führt eine Reduktion des Geschwindigkeitsverhältnisses zu einer Abnahme von  $k$ . Die turbulente kinetische Energie des Sauerstoffmassenstroms bleibt im vorderen Simulationsraum nahezu unverändert. Bei  $x = 16$  mm verbreitert sich der Bereich hoher turbulenter Energie bei niedrigen Drücken und hohen Geschwindigkeitsverhältnissen. Die turbulente kinetische Energie ist primär vom Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis beeinflusst.

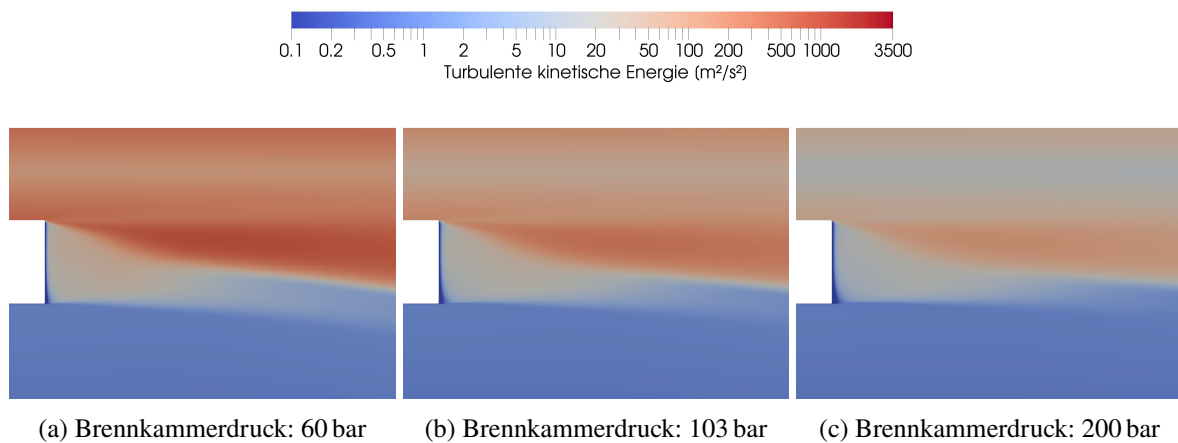


Abbildung 7.7: Turbulente kinetische Energie (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen.

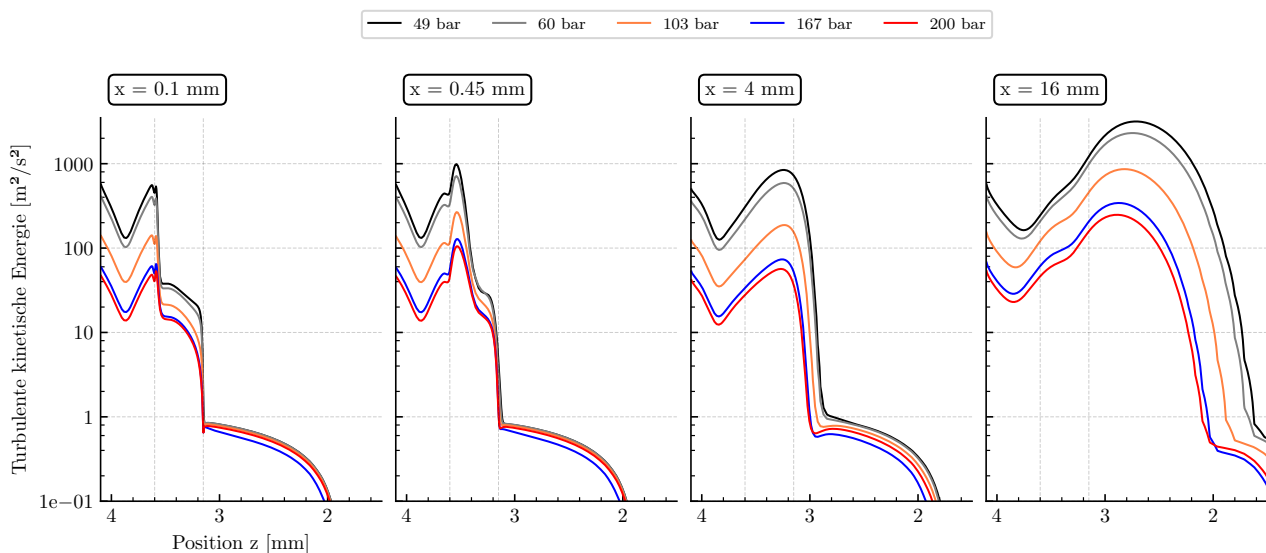


Abbildung 7.8: Logarithmierte turbulente kinetische Energie über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen.

Abbildung 7.9 und 7.10 zeigen die Wirbelviskosität des Strömungsraumes. Bei  $x = 0.1$  mm ist ein merklicher Abfalls der Wirbelviskosität hinter dem LOX-Post zu erkennen. Dabei verändern sich die

lokalen Minima an den Außenkanten des LOX-Post. An der Oberkante des LOX-Posts (methanseitig), bei  $z = 3.6$  mm, werden niedrigere Wirbelviskositäten mit sinkendem Druck und höherem Geschwindigkeitsverhältnis erreicht. An der Sauerstoffseite des LOX-Posts, bei  $x = 3.15$  mm, sind bei höheren Drücken und niedrigeren Geschwindigkeitsverhältnissen niedrigere Wirbelviskositäten erkennbar. An Position  $x = 0.45$  mm und  $z \approx 3.4$  mm lassen sich angleichende lokale Extreme erkennen. Dies deutet auf eine Änderung der Strömungsverhältnisse am LOX-Post hin. Bei  $x = 4$  mm gleichen sich die Wirbelviskositäten aneinander an. An der Position  $x = 16$  mm und  $z \approx 2$  mm sind Schwankungen der Wirbelviskosität feststellbar, was durch die Verschiebung der Flamme erklärt werden kann.

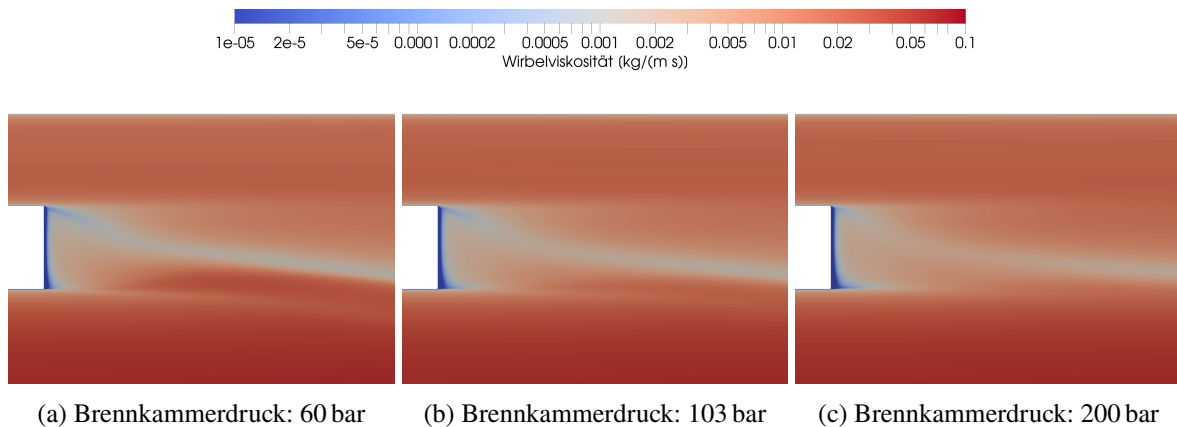


Abbildung 7.9: Wirbelviskosität (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen

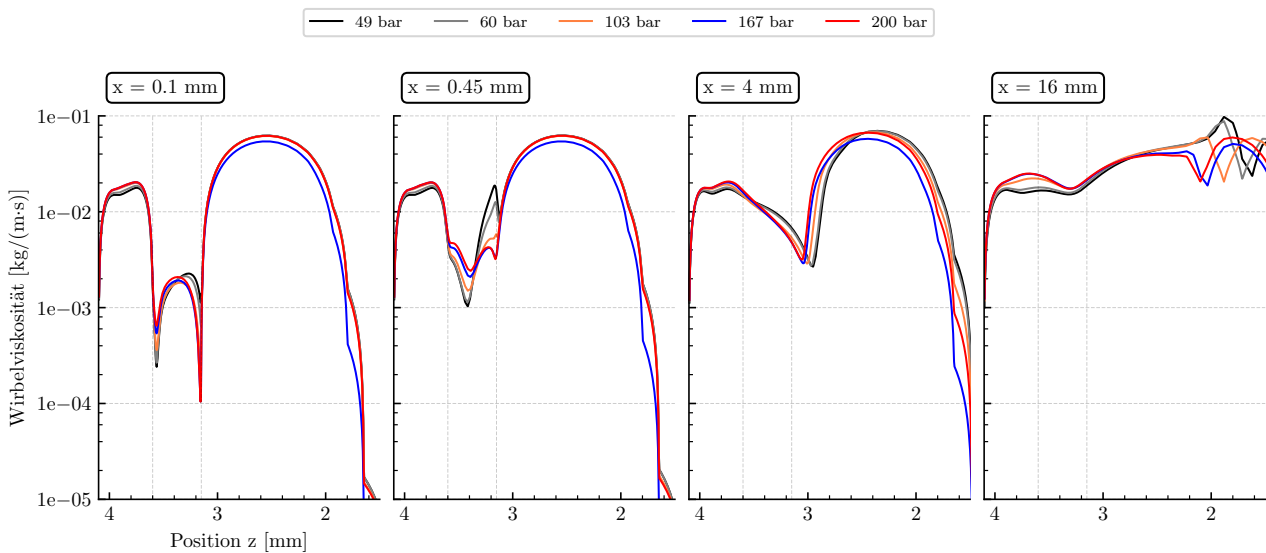


Abbildung 7.10: Logarithmierte Wirbelviskosität über die radiale Richtung z mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen.

Weiter zeigt Abbildung 7.11 den Mischungsbruch der Strömung am LOX-Post tip. Der Mischungsbruch steigt nach dem LOX-Post mit zunehmendem Druck an.

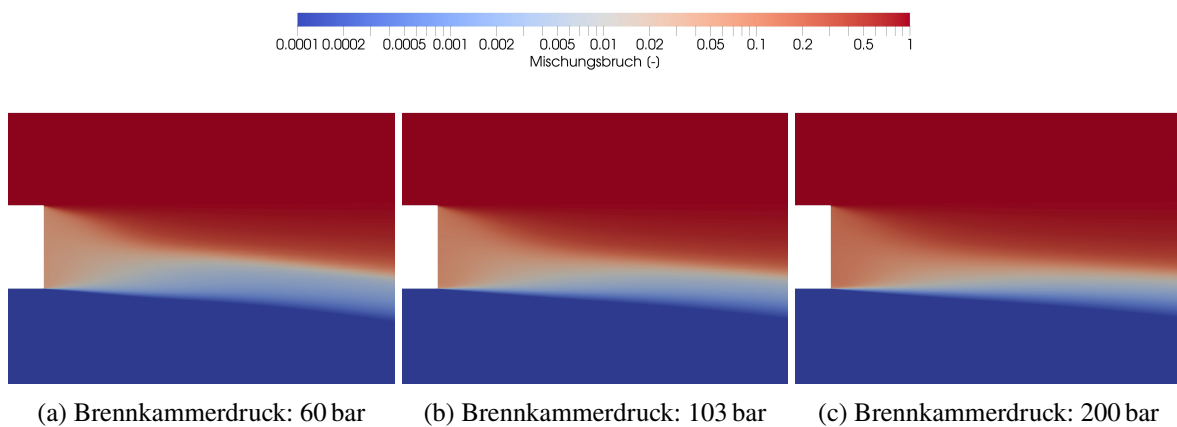


Abbildung 7.11: Mischungsbruch (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und konstanten Massenströmen.

Abschließend visualisiert Grafik 7.12 die Strömung nach dem LOX-Post tip. Das Zentrum der Verwirbelung verschiebt sich mit steigendem Druck und sinkendem Geschwindigkeitsverhältnis in Richtung des LOX-Post tips. Die Strömungsgeschwindigkeit verringert sich im Rückströmgebiet mit steigendem Druck und sinkendem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis.

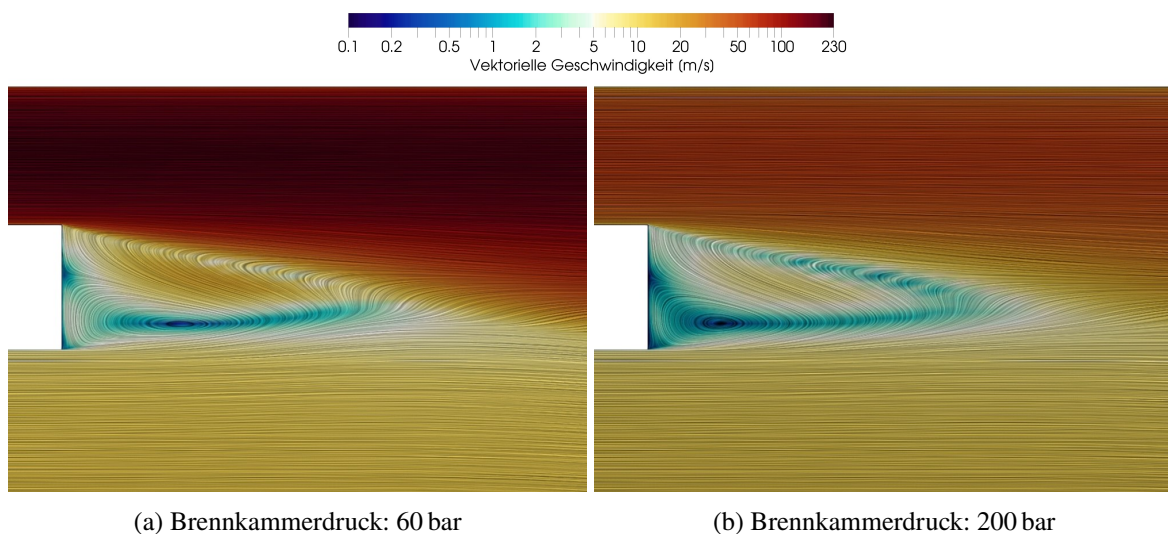


Abbildung 7.12: Darstellung der Stromlinien am LOX-Post bei den Brennkammerdrücken 60 bar und 200 bar mit konstanten Massenströmen.

Aus den Simulationsergebnissen geht hervor, dass das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis der primär beeinflussende Faktor der Simulationsergebnisse ist. Mit steigenden Verhältnissen erhöht sich auch der Turbulenzgrad im gesamten Strömungsfeld. Das Rückströmgebiet ist bei hohen Drücken gestauchter und die Strömungsgeschwindigkeiten sinken.

Aus der Theorie ist bekannt, dass sich mit steigendem Druck die adiabate Flammentemperatur erhöht. Dabei geht mit gestiegenem Druck eine erhöhte Verbrennungsrate einher, die zum Anstieg der Turbulenz beiträgt. Die Ergebnisse aus der Simulationsreihe sind dabei kontraintuitiv. Mit höherer turbulenter kinetischer Energie am LOX-Post sind niedrigere Temperaturen festzustellen.

Als mögliche Erklärung können mehrere Punkte genannt werden. Das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis hat einen primären Einfluss auf die turbulente kinetische Energie, bei noch nicht

ausgeprägter Flamme. Daher bewirkt der Heißgasbereich am LOX-Post keinen starken Anstieg der turbulenten kinetischen Energie. Erst bei ausgeprägter Flamme sind deutliche Anstiege der turbulenten Energie durch die Verbrennung feststellbar.

Weiter wird durch geringere Strömungsgeschwindigkeiten mit höheren Drücken weniger Wärme vom LOX-Post abgeführt, was einen Wärmestau und höhere Temperaturen bewirkt.

Ebenso ist zu erwähnen, dass sich die Dichtegradienten mit steigendem Druck erhöhen. Nach dem Fick'schen Gesetz führen hohe Dichtegradienten zu hohen Diffusionsmassenflüssen, welche wiederum zum Anstieg des Mischungsbruchs führen. Dieser Anstieg des Mischungsbruchs zeigt Grafik 7.11. Ein höherer Mischungsbruch kann höhere Temperaturen am LOX-Post verursachen.

## 7.2 Variation Massenströme und Brennkammerdruck

**Zieldefinition:** Untersuchung der Auswirkungen einer Druckänderung am Auslass des Simulationsraumes bei angepassten Massenströmen.

**Simulationsparameter:** Am LOX-Post tip wird ein *thermal reservoir* mit 475 K angelegt. Alle übrigen Wände sind adiabat. Die Massenströme werden linear mit dem Brennkammerdruck angepasst (Details zu dieser Näherung finden sich in [3]). Der minimale Brennkammerdruck dieser Untersuchung ist 55 bar.

Die Simulationsparameter sind in Tabelle 7.2 dargestellt. Dabei wirken die linear ansteigenden Massenströme der druckbedingten Geschwindigkeitsreduzierung des eher kompressiblen Methans entgegen. Sauerstoff ist eher inkompressibel und dessen Strömungsgeschwindigkeit wird primär vom ansteigenden Massenstrom beeinflusst. Dies führt zu vergleichbaren Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnissen wie in Untersuchung 7.1.

Tabelle 7.2: Impulsflussverhältnis, Geschwindigkeitsverhältnis, Strömungsgeschwindigkeit und Dichte bei steigendem Brennkammerdruck und linear angepassten Massenströmen.

Brennkammerdruck [bar]	$\dot{m}_{\text{LOX}}$ [kg/s]	$\dot{m}_{\text{CH}_4}$ [kg/s]	J [-]	$R_u$ [-]	$u_{\text{LOX}}$ [m/s]	$u_{\text{CH}_4}$ [m/s]	$\rho_{\text{LOX}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_{\text{CH}_4}$ [kg/m <sup>3</sup> ]
55	0.42	0.13	9.64	12.69	12.69	161.13	1068.23	63.85
60	0.46	0.136	8.61	11.32	13.81	156.35	1068.31	71.77
90	0.69	0.20	5.06	6.66	20.45	136.12	1082.27	123.61
120	0.92	0.27	3.73	4.91	26.95	132.36	1094.68	169.44
150	1.15	0.34	3.13	4.13	33.45	138.07	1106.57	203.32
180	1.38	0.41	2.82	3.72	39.71	147.67	1117.14	228.17
200	1.52	0.45	2.57	3.46	44.36	153.45	1124.03	241.88

Abbildung 7.13 visualisiert die Dichte bei steigendem Druck und Massenstrom. Bei Methan und LOX tritt eine Erhöhung der Dichte mit steigenden Drücken auf. Von 60 bar auf 200 bar erhöht sich die Dichte des Methans um den Faktor 3.37 und die Dichte des Sauerstoffs um den Faktor 1.05. Die Dichtekurve verschiebt sich mit steigendem Druck in positive z-Richtung.



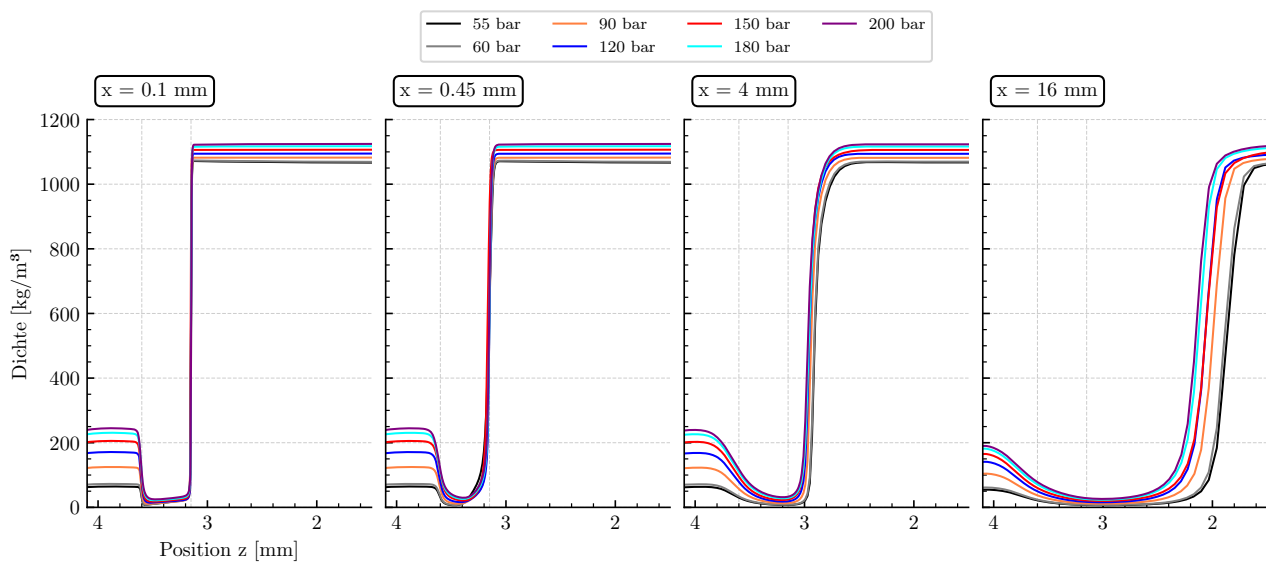


Abbildung 7.13: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Abbildung 7.14 veranschaulicht die Temperaturfelder am LOX-Post tip. Die maximalen Temperaturen am LOX-Post betragen 3000 K. Mit zunehmendem Druck und Massenstrom verbreitert sich das Heißgasgebiet am Ankerpunkt der Flamme.

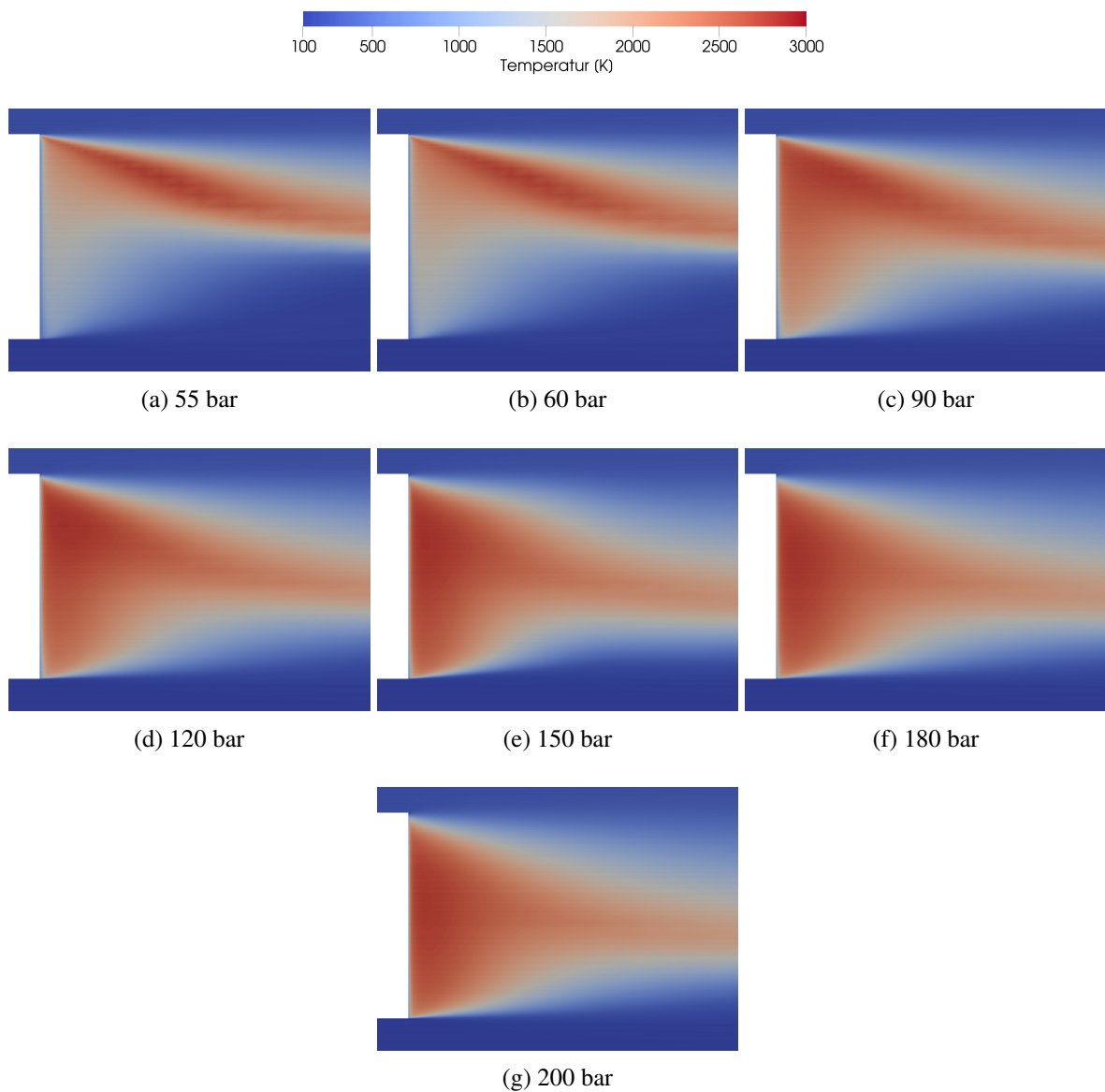


Abbildung 7.14: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Abbildung 7.15 zeigt die Temperaturverteilung für die gegebenen Simulationsfälle. Bei Position  $x = 0.1 \text{ mm}$  steigt die maximale Temperatur bis  $p = 120 \text{ bar}$  mit dem Brennkammerdruck an. Bei  $p > 120 \text{ bar}$  sinkt die Temperatur mit weiter steigendem Druck. Der Bereich hoher Temperatur am LOX-Post weitet sich mit zunehmendem Druck. Bei  $x = 0.45 \text{ mm}$  kehrt sich das Temperaturverhalten um. Steigende Drücke führen zu sinkenden Temperaturen und breiterer Flamme. Bei  $x = 16 \text{ mm}$  sind mit niedrigen Drücken breitere und heißere Flammen zu erkennen. Die Temperaturerhöhung am LOX-Post bis 120 bar ist durch besser werdende Durchmischung und dadurch erhöhte freigesetzte Wärme zu erklären. Ab 120 bar ändert sich das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis kaum und die weiteren Temperaturveränderungen sind auf den linearen Anstieg der Massenströme zurückzuführen.

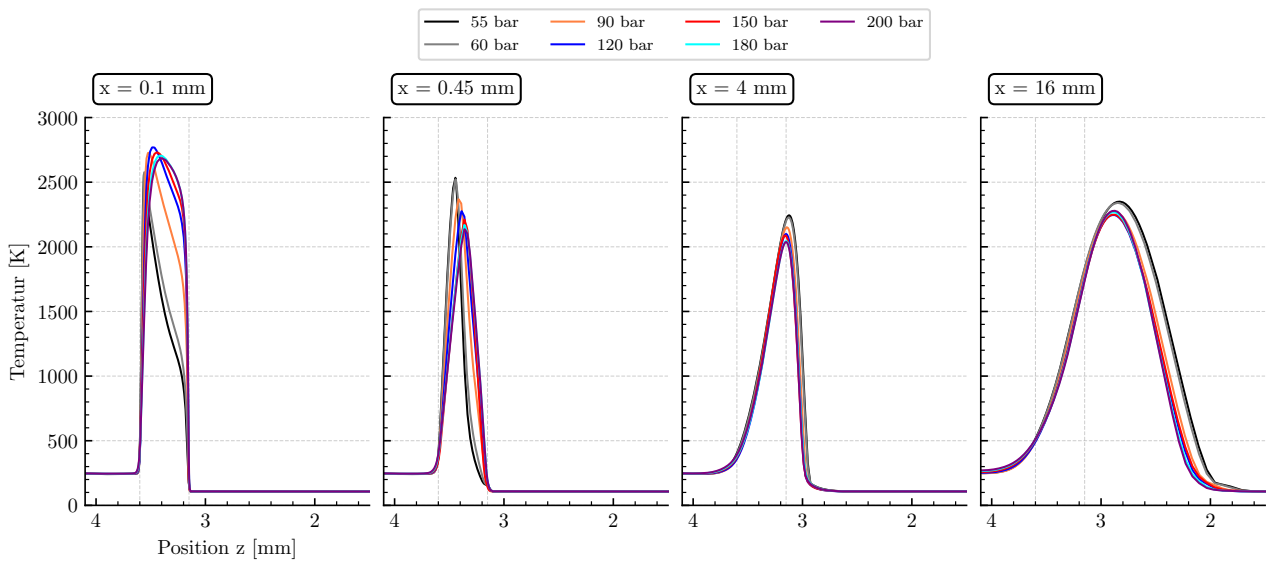


Abbildung 7.15: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Die axialen Geschwindigkeiten (Abbildung 7.16) weisen Unterschiede zum vorherigen Kapitel auf. Bei Position  $x = 0.1$  mm beträgt die Einströmgeschwindigkeit von Methan bei 55 bar Brennkammerdruck 161 m/s. Diese Geschwindigkeit sinkt bis zu einem Druck von 120 bar auf 132 m/s. Ab diesem Zeitpunkt führt jede weitere Druckerhöhung wieder zu einem Anstieg der Methangeschwindigkeit. Bei einer reinen Erhöhung des Drucks sinkt die Geschwindigkeit des Methanmassenstroms kontinuierlich ab. Diese Geschwindigkeitssenkung ist aber nicht linear, sondern schwächt sich mit dichter werdendem Fluid ab (siehe Abbildung 7.5). Der Massenstrom wird bei diesen Untersuchungen allerdings linear angehoben und ab 120 bar überwiegt die Erhöhung des Massenstroms über die Geschwindigkeitsreduzierung durch die Zunahme der Dichte. Ab 120 bar erhöht sich wieder die axiale Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsminima bei  $z = 3.4$  mm sind durch das Rückströmgebiet am LOX-Post tip verursacht. An Position  $x = 4$  mm fallen die Kurven 55 bar und 60 bar steiler ab, als die übrigen Kurven. Im hinteren Simulationsbereich treten mit höheren Drücken höhere axiale Geschwindigkeiten auf.

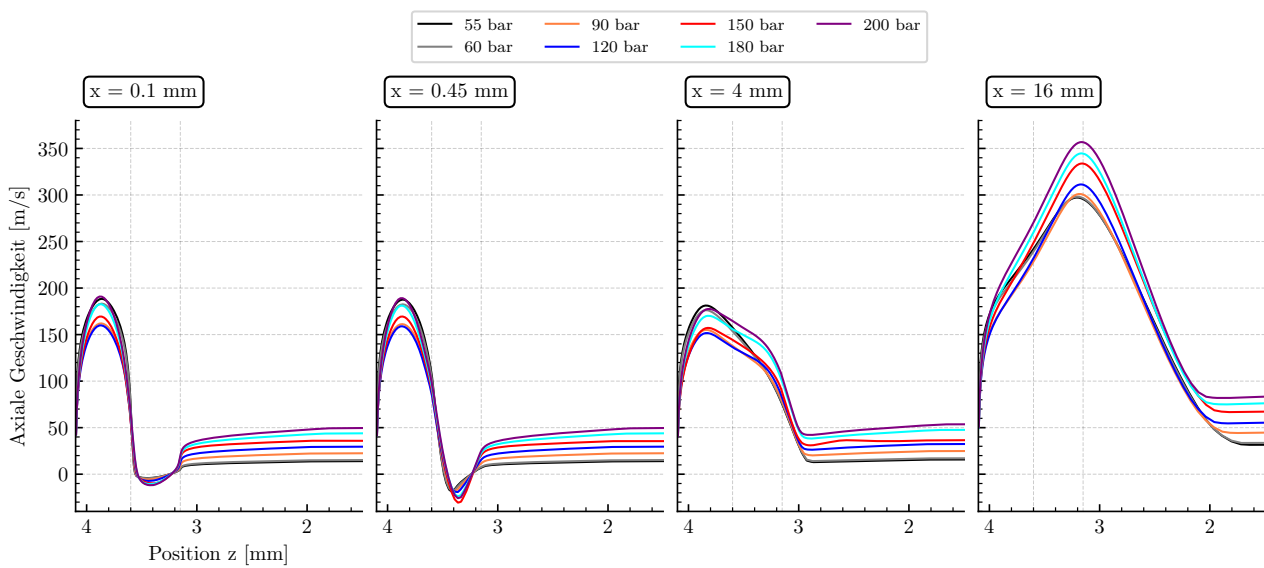


Abbildung 7.16: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung z mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Abbildung 7.17 zeigt die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$ . Im vorderen Bereich des Simulationsraumes sind höhere Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  bei höheren Drücken erkennbar. Bei  $x = 1.5$  mm kehren sich die Massenanteile um und die Simulationen mit niedrigen Drücken weisen höhere Massenanteile auf. Eine Druckerhöhung von 60 bar auf 90 bar zeigt größere Unterschiede der Massenanteile, als eine Druckerhöhung von 150 bar auf 180 bar.

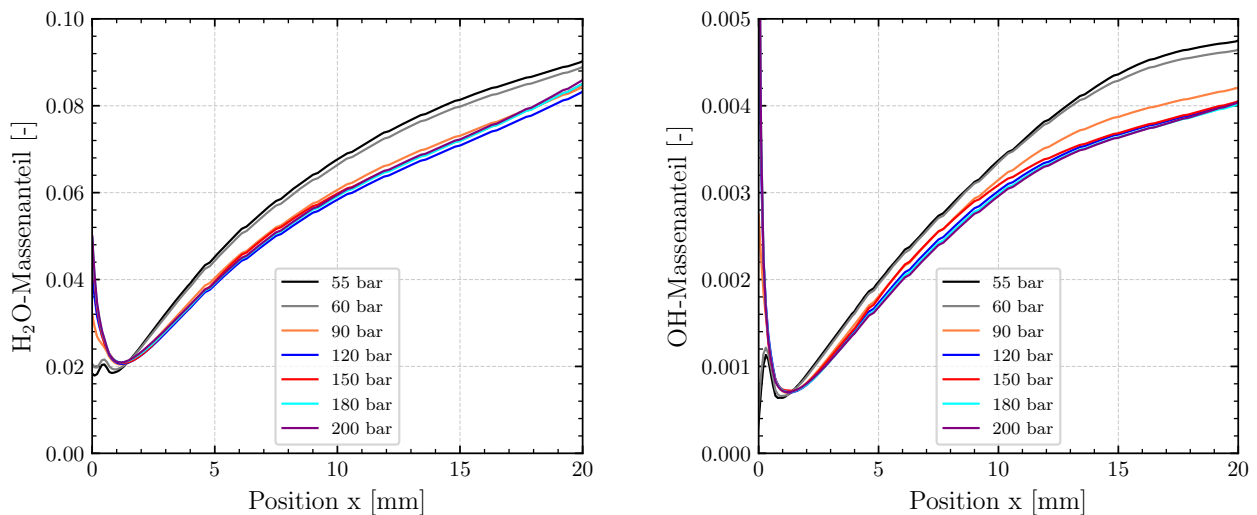


Abbildung 7.17: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  über die Hauptstromrichtung x bei Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Weiter werden die Turbulenzvariablen  $k$  (turbulente kinetische Energie) und  $\mu_t$  (Wirbelviskosität) untersucht.

Abbildungen 7.18 und Abbildung 7.19 zeigen die turbulente kinetische Energie  $k$  im Simulationsraum. Bei  $x = 0.1$  mm erhöht sich mit steigendem Druck die Geschwindigkeit des Sauerstoffmassenstroms und somit auch die turbulente kinetische Energie. Hinter dem LOX-Post führt ein Anstieg des Drucks zu einer Erhöhung von  $k$ . Am Methanmassenstrom steigt die turbulente kinetische Energie ab 120 bar Brennkammerdruck an. Im hinteren Simulationsbereich, bei  $x = 16$  mm, bleibt das Maximum der turbulenten kinetischen Energie fast unverändert.

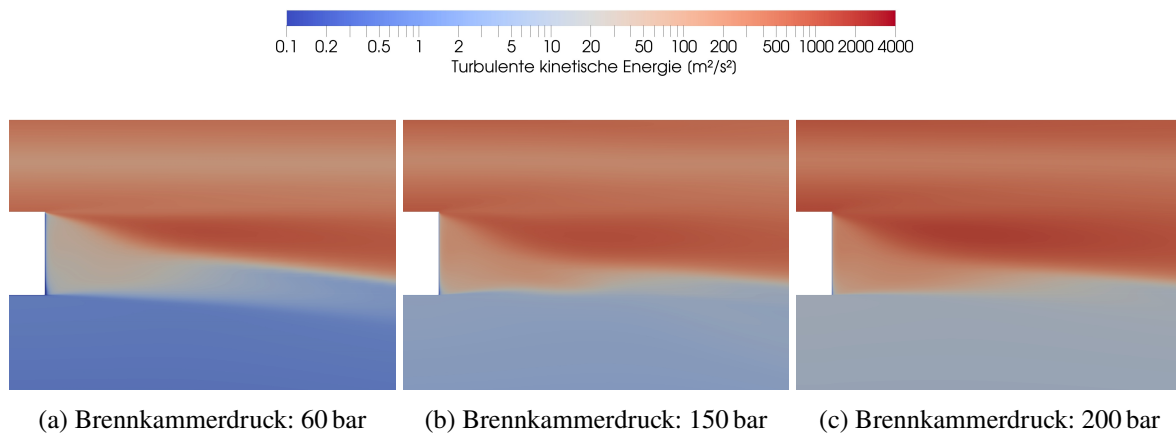


Abbildung 7.18: Turbulente kinetische Energie (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen

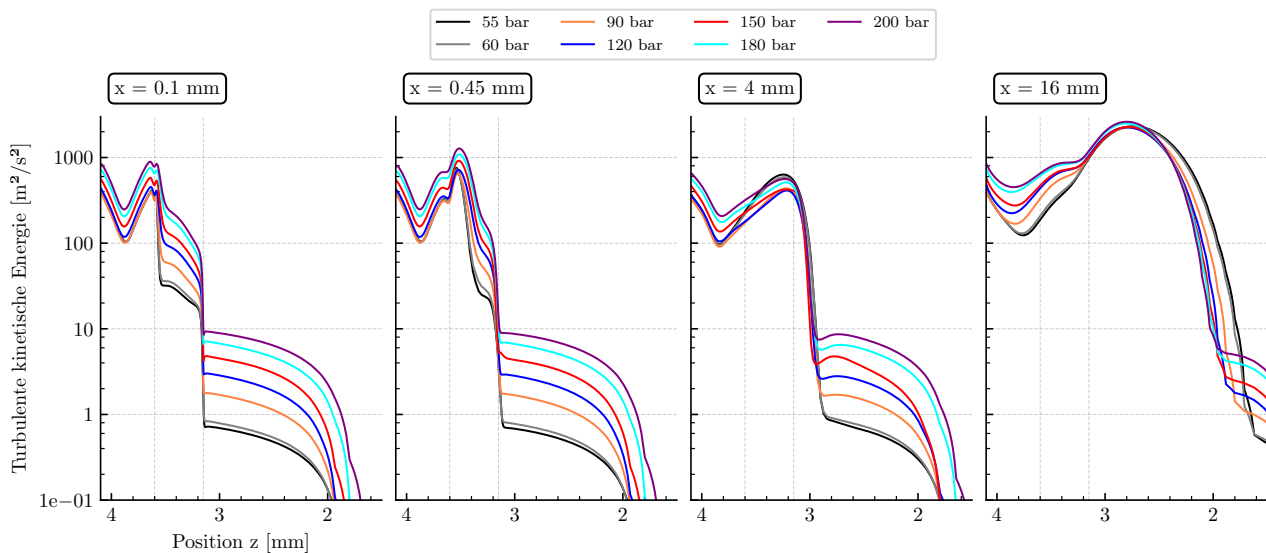


Abbildung 7.19: Logarithmierte turbulente kinetische Energie über die radiale Richtung  $z$  mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Abbildung 7.20 und Abbildung 7.21 zeigen die Wirbelviskosität. Diese erhöht sich mit steigendem Druck über den gesamten Simulationsraum. Eine reine Druckanpassung hatte nur geringen Einfluss auf die Wirbelviskosität nach dem LOX-Post.

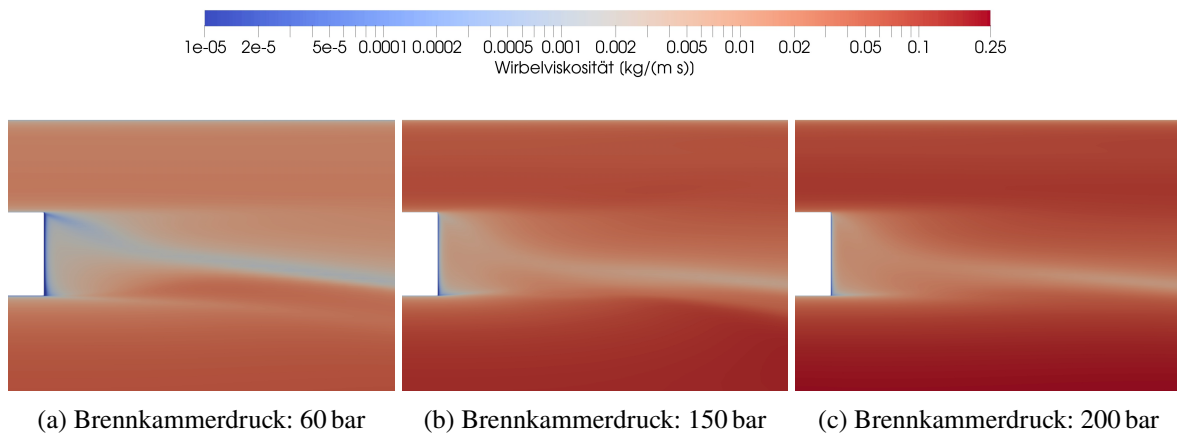


Abbildung 7.20: Wirbelviskosität (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen

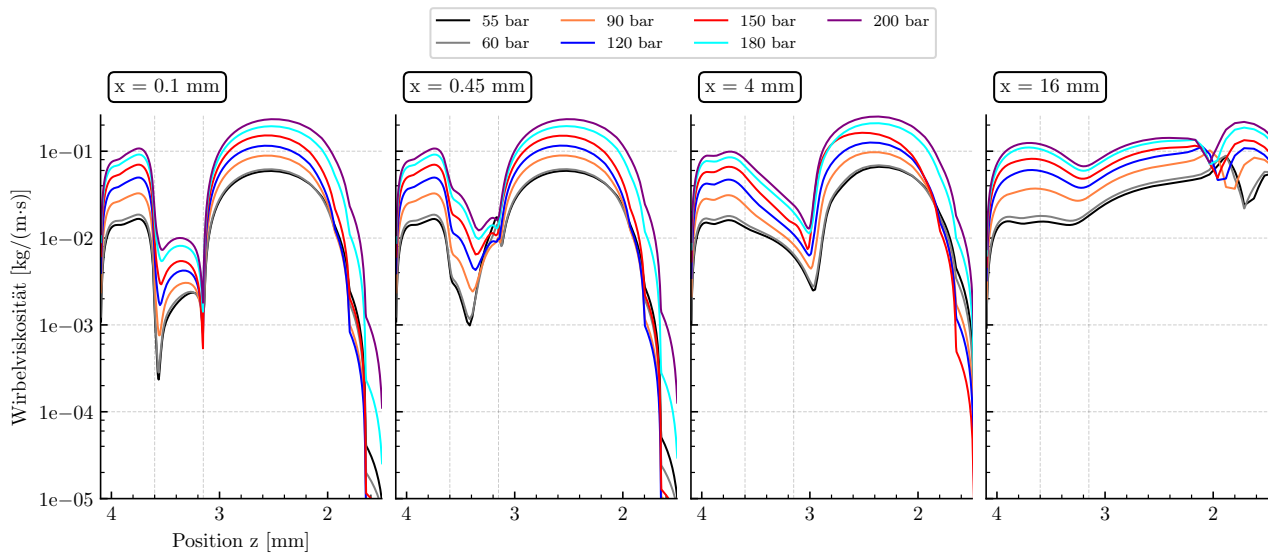


Abbildung 7.21: Logarithmierte Wirbelviskosität über die radiale Richtung z mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen.

Weiter zeigt Abbildung 7.22 den Mischungsbruch bei Variation des Brennkammerdrucks mit linear angepassten Massenströmen. Mit steigendem Brennkammerdruck lässt sich ein ansteigender Mischungsbruch am LOX-Post erkennen.

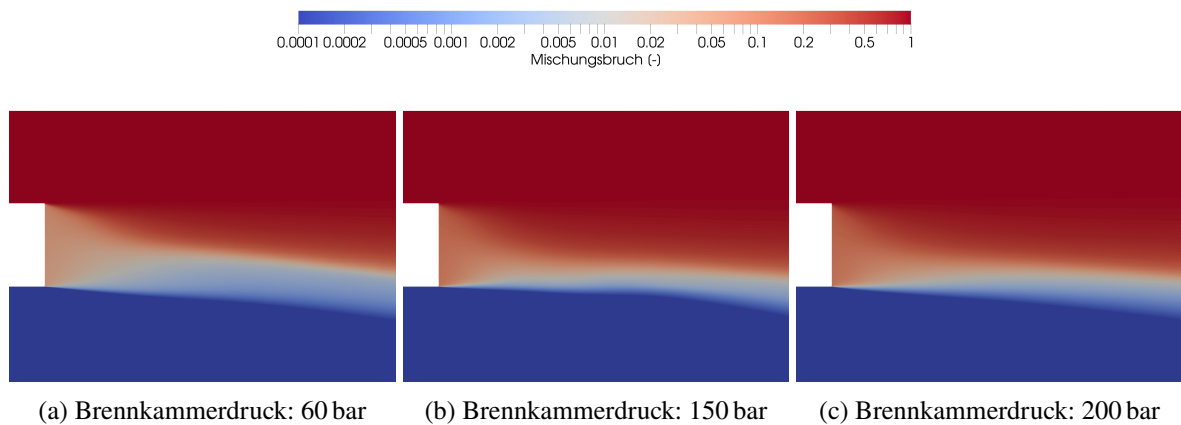


Abbildung 7.22: Mischungsbruch (logarithmische Werte) am LOX-Post tip mit Variation des Brennkammerdrucks und linear angepassten Massenströmen

Abbildung 7.23 visualisiert das Strömungsverhalten am LOX-Post. Ähnlich zur reinen Drucksteigerung verschiebt sich das Wirbelzentrum mit steigendem Druck und angepassten Massenströmen in Richtung des LOX-Posts. Ein Anstieg der Massenströme bewirkt eine deutliche Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit des Sauerstoffmassenstroms und verstärkt dadurch die Strömungsgeschwindigkeit hinter dem LOX-Post. Daraus ergibt sich, dass die Strömungsform primär vom Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis und die Strömungsgeschwindigkeit im Rückströmgebiet von der Geschwindigkeit des Sauerstoffmassenstroms beeinflusst wird.

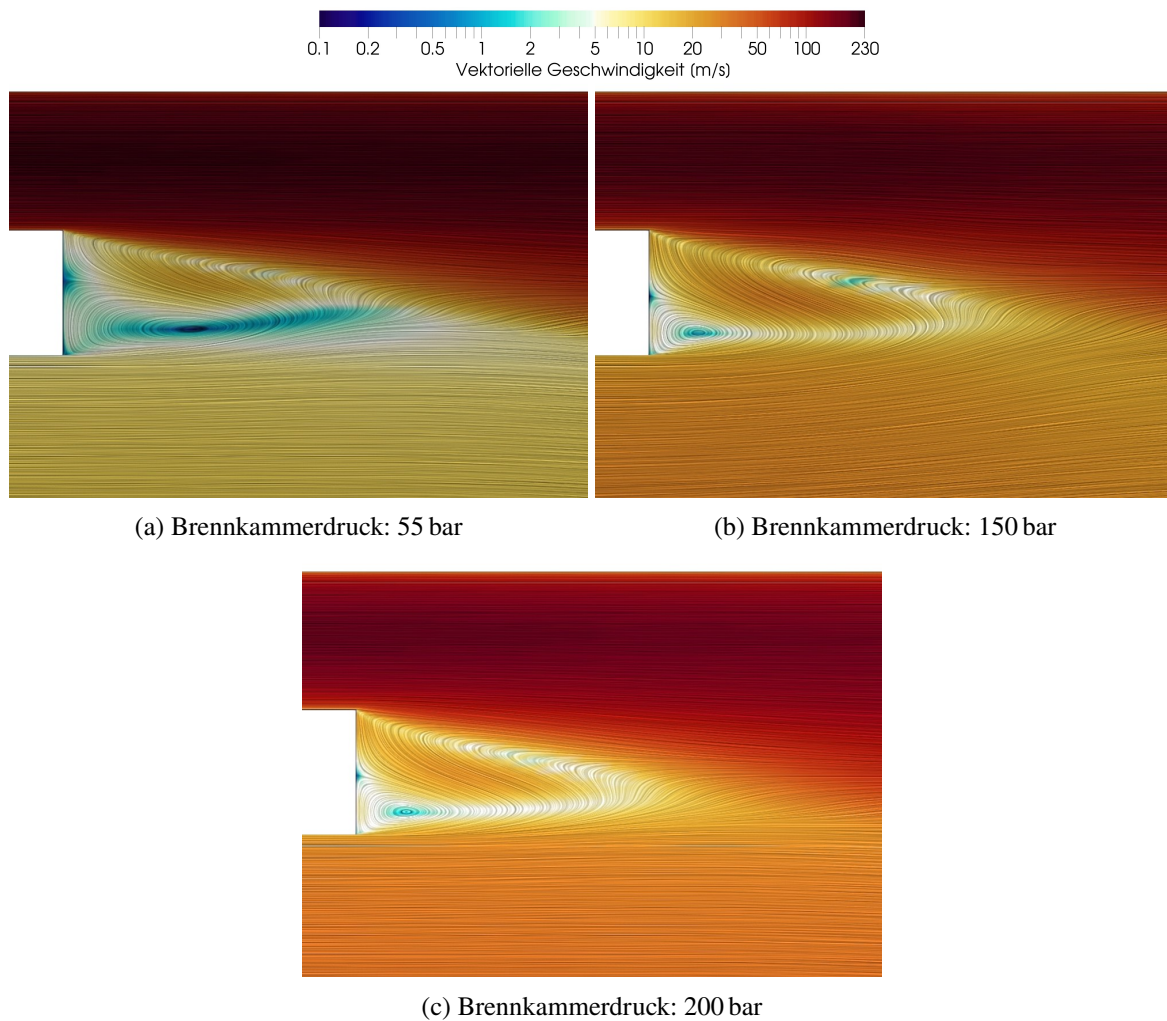


Abbildung 7.23: Darstellung der Stromlinien am LOX-Post bei den Brennkammerdrücken 55 bar, 150 bar und 200 bar mit linear angepassten Massenströmen

Abschließend ist festzuhalten, dass bei einer Druckanpassung mit gleichzeitiger Anpassung der Massenströme mehrere Effekte die Simulationsergebnisse beeinflussen. Bei niedrigen Drücken hat das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis sowie der Massenstrom einen merklichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Mit steigendem Druck und eher konstanten Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnissen verbleibt der Massenstrom als primär beeinflussender Faktor der Simulationsergebnisse. Die Strömungsform am LOX-Post ergibt sich aus dem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis. Dessen Strömungsgeschwindigkeit wird aber maßgebend durch die Strömungsgeschwindigkeit des Sauerstoffs beeinflusst.

### 7.3 Einfluss auf den Wärmestrom am LOX-Post

In diesem Unterkapitel werden die Wärmeströme am LOX-Post tip untersucht. Am LOX-Post wird für beide Simulationsreihen ein *thermal reservoir* mit 475 K angelegt. Die Wärmeleitfähigkeit beträgt  $300 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ .

Abbildung 7.24 zeigt die Wärmeströme am LOX-Post tip bei reiner Druckvariation und bei Druck-



variation mit linear angepassten Massenströmen. Beide Simulationsreihen ergeben einen Anstieg des Wärmestroms am LOX-Post mit steigendem Brennkammerdruck. Bei reiner Drucksteigerung steigt der Wärmestrom am Post linear mit dem Druck an, wohingegen eine zusätzliche Steigerung des Massenstroms zu einer schneller ansteigenden Wärmestromkurve führt.

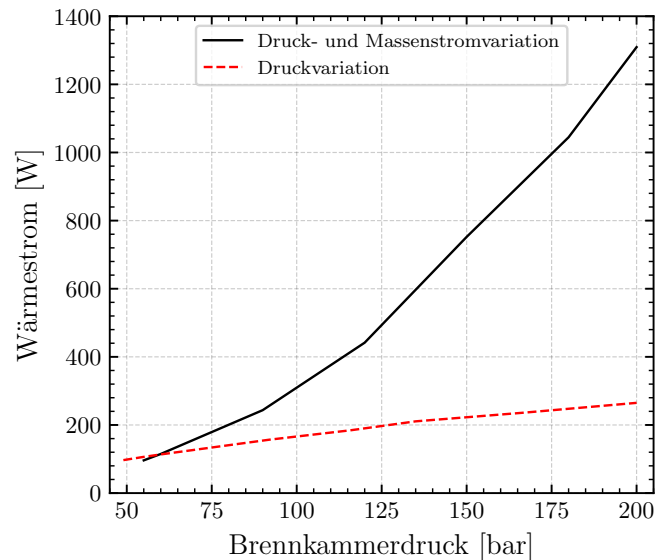


Abbildung 7.24: Wärmeströme am LOX-Post tip bei Variation des Brennkammerdrucks und Variation der Massenströme. Der LOX-Post tip wird als *thermal reservoir* mit 475 K betrachtet.

## 7.4 Fazit

Beide Simulationsreihen weisen bei gleichen Drücken vergleichbare Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnisse auf. Dennoch unterscheiden sich die Simulationsergebnisse teilweise erheblich voneinander. Dies zeigt, dass das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis allein nicht ausreichend ist, um die Strömung an einem Injektor zu charakterisieren. Bei reiner Druckanpassung ist das Geschwindigkeitsverhältnis der primär beeinflussende Faktor der Simulationsergebnisse und hat einen größeren Einfluss auf die Bedingungen am Injektor als die Variation des Kammerdrucks. Bei einer zusätzlichen Anpassung der Massenströme haben die Massenströme und das Geschwindigkeitsverhältnis Einfluss auf die Simulationsergebnisse.

## 8 Untersuchung des Temperatureinflusses

In diesem Kapitel wird die Untersuchung der Temperaturen am LOX-Post in Abhängigkeit unterschiedlicher Randbedingungen beschrieben. Betrachtet werden dabei auch die Wärmebilanzen im Simulationsraum. In diesem Simulationsfall kann die Ankerung der Flamme am LOX-Post als Wärmequelle vereinfacht werden. Ein gekoppeltes Wärmeübertragungsmodell zwischen Struktur und Fluid ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Temperaturrandbedingungen werden daher manuell aufgeprägt. Thermische Randbedingungen werden an den Positionen Wand<sub>3</sub>, Wand<sub>4</sub> und am LOX-Post tip gesetzt.

### 8.1 Variation der Wandtemperatur am LOX-Post

**Zieldefinition:** Untersuchung des Temperatureinflusses am LOX-Post tip und Ermittlung der LOX-Post Wandtemperatur.

**Simulationsparameter:** Der LOX-Post tip wird als *isotherm* und als *thermal reservoir* betrachtet. Alle übrigen Wände sind adiabat.

Beginnend werden die isothermen Temperaturen am LOX-Post tip von 100 K auf 1000 K erhöht. Als Konvention gilt: Negative Wärmeströme fließen aus dem Simulationsraum. Positive Wärmeströme fließen in den Simulationsraum.

Abbildung 8.1 betrachtet den Einfluss ausgewählter Temperaturen am LOX-Post tip auf die Simulationsergebnisse. In Abbildung 8.1 (f) ist das Simulationsergebnis mit adiabater Wand hinzugefügt. Der Heißgasbereich weitet sich mit ansteigender Wandtemperatur. Steigende Wandtemperaturen reduzieren den abzuführenden Wärmestrom aus dem Fluid und die Flamme wird an der oberen Kante des LOX-Posts schmaler. An der O<sub>2</sub>-nahen Kante des LOX-Post erhöhen sich die Temperaturen mit ansteigender Wandtemperatur. Bei 1000 K Wandtemperatur und adiabater Wand sind ähnliche Temperaturniveaus erkennbar.

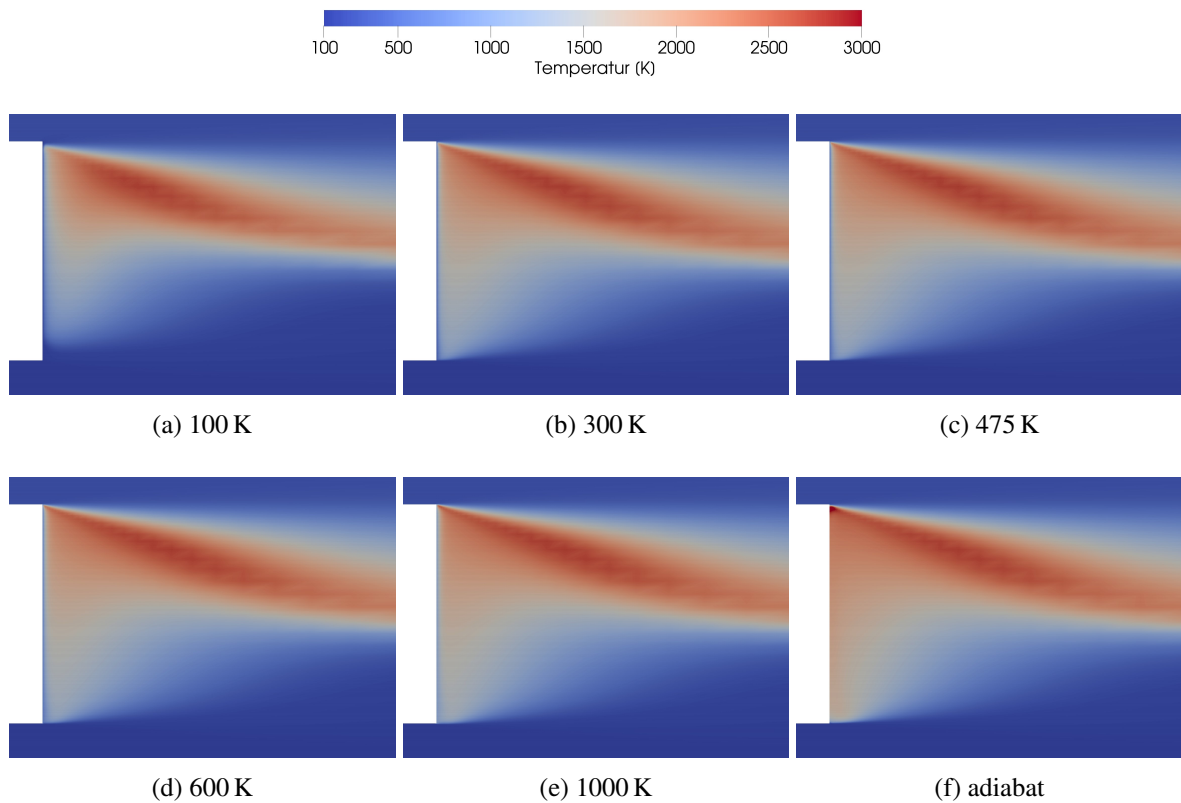


Abbildung 8.1: Temperaturfeld am LOX-Post mit ansteigender Temperatur am isothermen LOX-Post tip.

Abbildung 8.2 zeigt Temperaturprofile im Strömungsfeld bei Variation der Wandtemperatur am LOX-Post tip. An Position  $x = 0.1$  mm haben alle Kurven, bis auf die Simulation mit 100 K Wandtemperatur, die gleichen maximalen Temperaturen. Bei  $z = 3.2$  mm bis  $z = 3.4$  mm sind mit geringeren Wandtemperaturen sinkende Temperaturprofile festzustellen. Diese Beobachtung geht mit Abbildung 8.1 einher. Im hinteren Simulationsbereich überlagern sich die Kurven und es sind keine Temperaturunterschiede erkennbar.

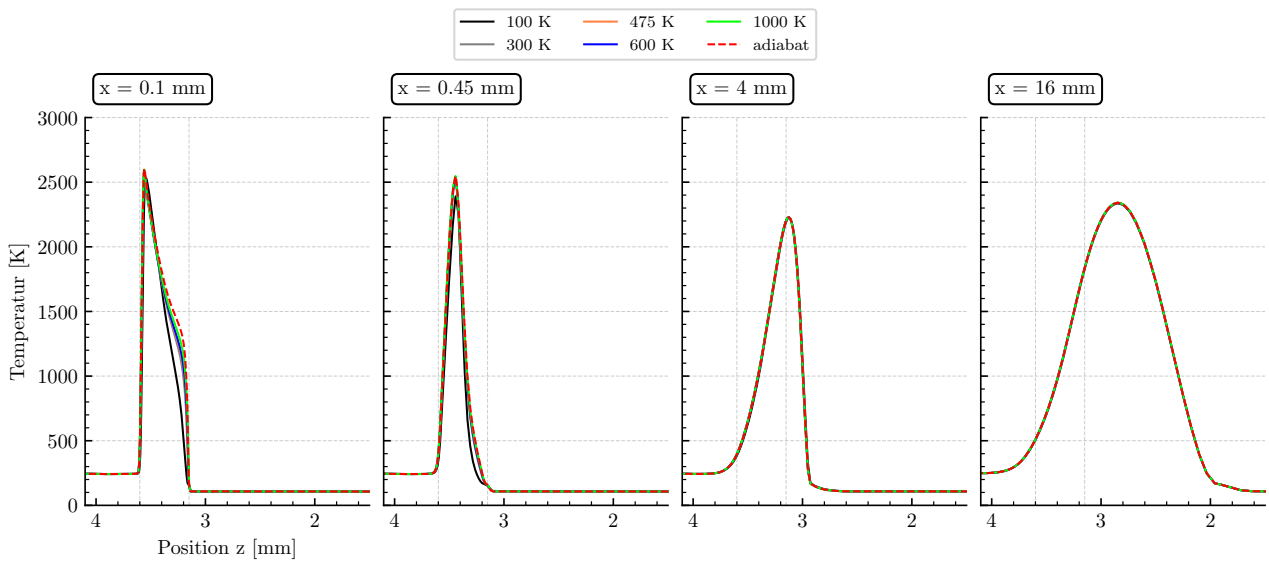


Abbildung 8.2: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip.

Abbildung 8.3 visualisiert die Wärmestromdichte an der Wand des LOX-Post tips. Eine Erhöhung der Temperatur verursacht eine durchschnittliche Reduktion der absoluten Wärmestromdichte. Mit höherer Temperatur wird weniger Wärme aus dem System abgeführt. Die Simulation mit 100 K am LOX-Post ergibt durchgehend negative Wärmestromdichten und lokale Maxima an den Rändern des LOX-Posts. Das rechte Maxima bei 3.6 mm ist der Ankerpunkt der Flamme, welcher hohe Wärmestromdichten bewirkt. Bei 1000 K zeigt das linke und rechte lokale Maxima positive Werte für die Wärmestromdichte. Um die geforderten 1000 K Wandtemperatur zu erreichen, muss an dieser Stelle dem System zusätzlich Wärme zugeführt werden.

Zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Wärmestromdichte und Temperatur ist in Abbildung 8.4 die durchschnittliche Wärmestromdichte des LOX-Posts über der isothermen Wandtemperatur aufgetragen. Mit linear fallender Temperatur, steigt die durchschnittliche Wärmestromdichte sehr stark an. Je höher die Wandtemperatur, desto weniger Wärme muss dem System über dem LOX-Post tip abgeführt werden. Bei  $> 500$  K besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Temperatur und Wärmestromdichte.

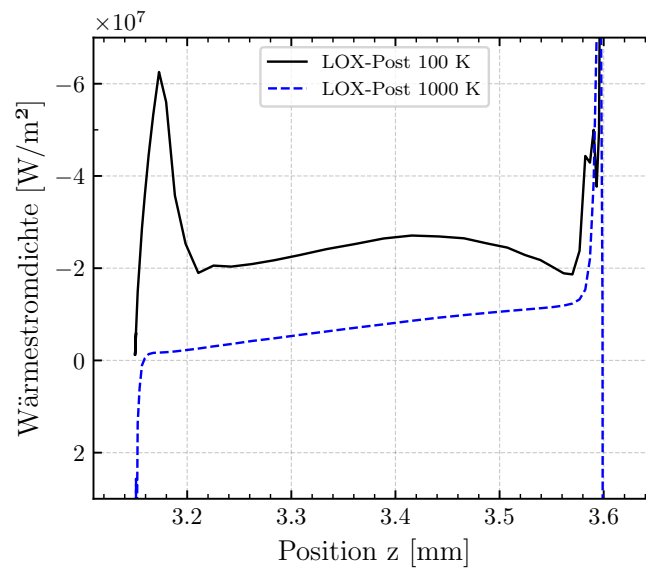


Abbildung 8.3: Wärmestromdichten am isothermen LOX-Post tip für 100 K und 1000 K.

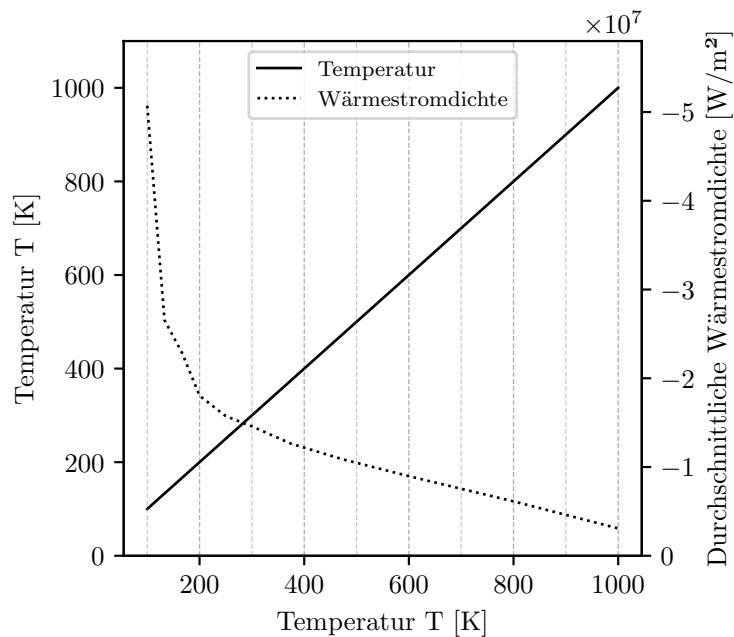


Abbildung 8.4: Durchschnittliche Wärmestromdichte bei Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip.

Zur Berechnung der Wärmeleistung am LOX-Post wird Gleichung 8.1 angewendet. Dabei symbolisiert  $\dot{q}$  die Wärmestromdichte und  $y, z$  die räumlichen Integrationsrichtungen. Tabelle 8.1 zeigt die Wärmeströme bei Variation der LOX-Post Temperatur.

$$Q_{\text{LOX}} = \iint \dot{q} dz dy \tag{8.1}$$

Tabelle 8.1: Wärmeströme am LOX-Post tip bei Variation der isothermen Wandtemperatur.

LOX-Post Temperatur [K]	100	133	167	200	250	300	375	475	600
Wärmestrom [W]	-265.4	-149.5	-152.8	-142.3	-132.5	-126.4	-118.5	-110.8	-102.4
LOX-Post Temperatur [K]	800	1000							
Wärmestrom [W]	-89.4	-76.0							

Mit Ausnahme der Simulation mit 100 K am LOX-Post, besitzen die Simulationen für alle axialen Positionen identische Dichten (Abbildung 8.5). Im hinteren Strömungsbereich sind keine Dichteunterschiede erkennbar.

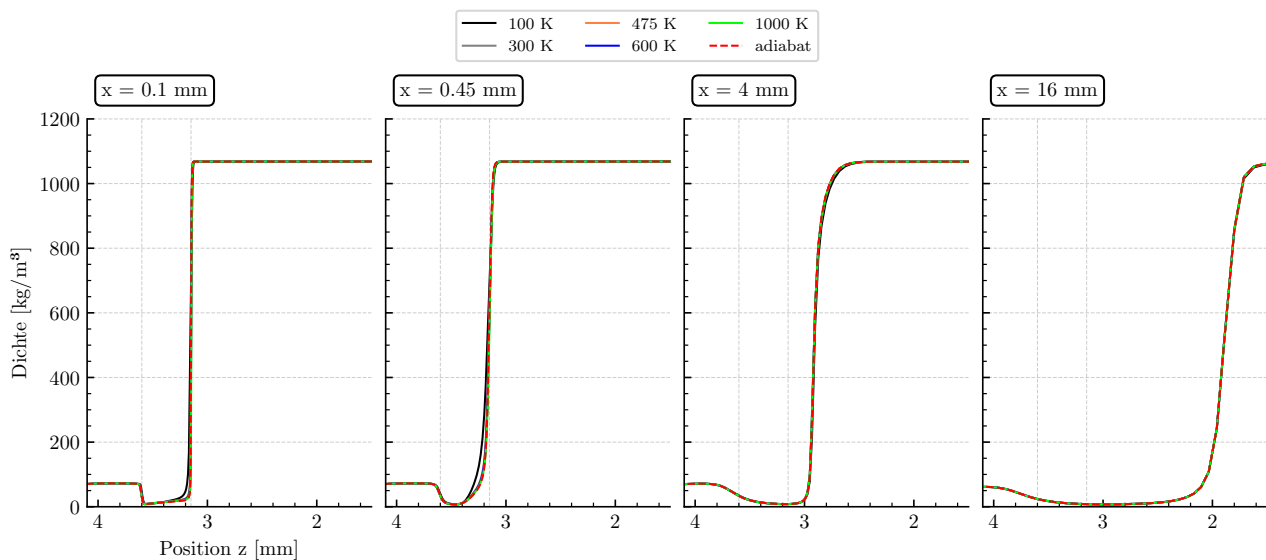


Abbildung 8.5: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip.

Die Darstellung der Geschwindigkeitsprofile in Grafik 8.6 zeigt, dass die Temperatur am LOX-Post keinen Einfluss auf die Strömungsgeschwindigkeit hat.

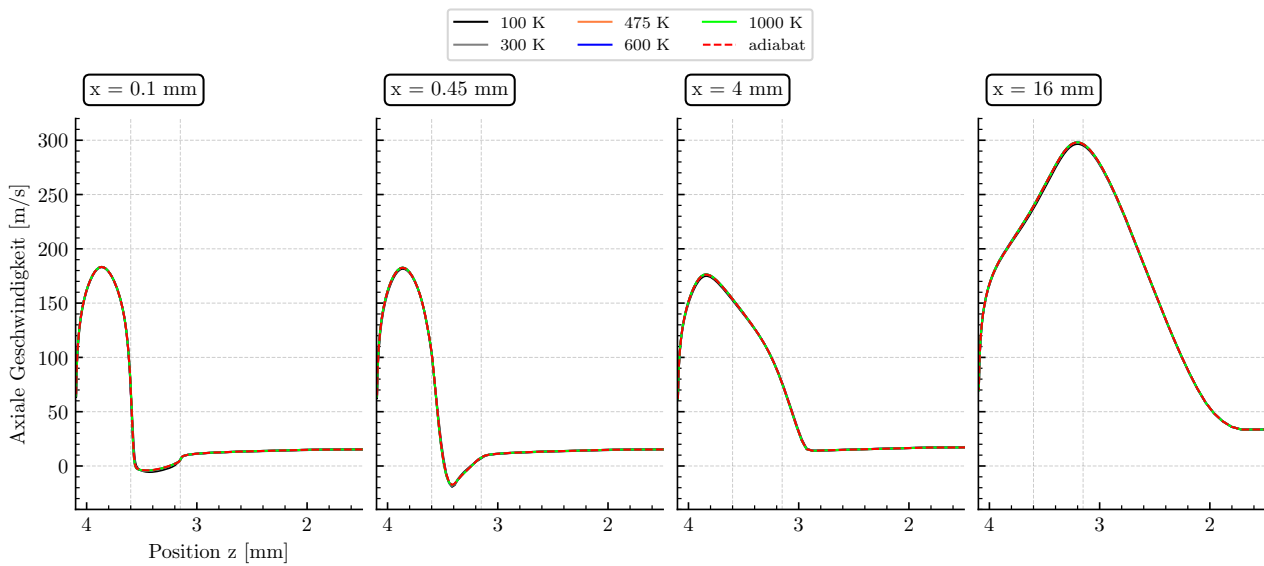


Abbildung 8.6: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung z mit Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post tip.

Weiter ist in Abbildung 8.7 der Massenanteil von  $\text{H}_2\text{O}$  und OH veranschaulicht. Bei einer isothermen Temperatur von 100 K am Post zeigen sich im vorderen Bereich des Simulationsraumes geringere Massenanteile, was auf die tiefen Temperaturen am LOX-Post tip zurückzuführen ist. Ab  $x = 2 \text{ mm}$  zeigen alle Simulationen vergleichbare Werte.

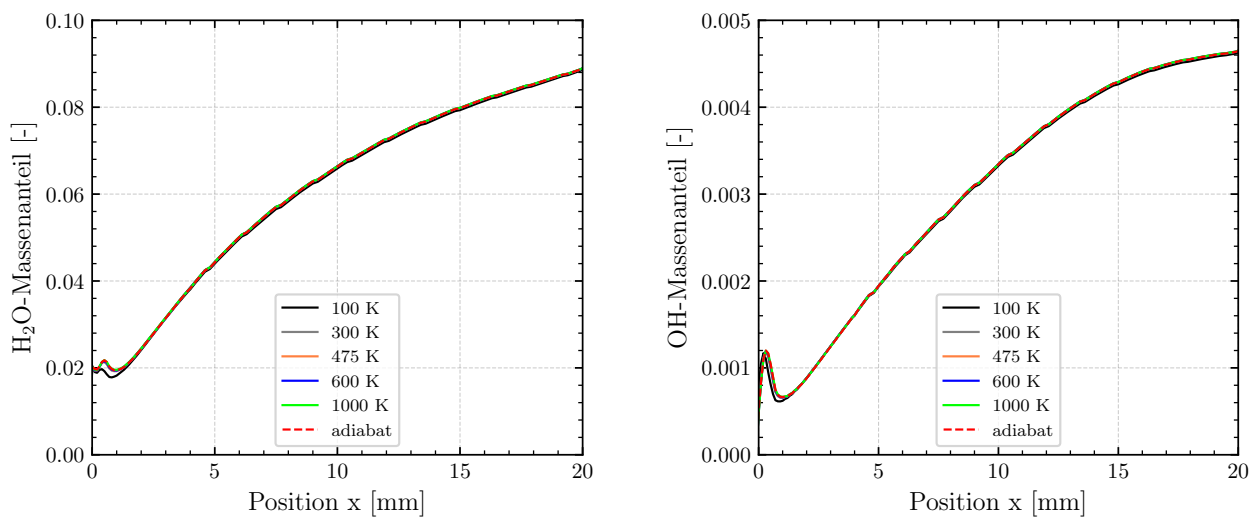


Abbildung 8.7: Arithmetisch gemittelte Massenanteile von  $\text{H}_2\text{O}$  und OH über die Hauptstromrichtung x bei Variation der isothermen Temperatur am LOX-Post.

Die Temperatur am LOX-Post tip hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Verbrennung und die Flamme. Geringe Unterschiede sind nur bei unrealistisch tiefen Temperaturen am Post zu erkennen.

Für die weiteren Simulationsstudien wird die isotherme Randbedingung zu einem *thermal reservoir* abgeändert. Die Einbeziehung der Materialwärmeleitfähigkeit lässt Untersuchungen von Materialunterschieden zu. Am *thermal reservoir* wird eine Reservoir Temperatur  $T_R$  festgelegt. Ebenso sind die materialabhängige Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_w$ , die Materialstärke  $d_w$  und der daraus Wärmeübertragungskoeffizient  $\alpha$  in Gleichung 8.2 berücksichtigt. Dabei ergibt sich die Wandtemperatur  $T$  und somit die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  aus der Simulation und wird nicht vorgegeben.

$$\dot{q} = \alpha(T - T_R) = \lambda \frac{T - T_R}{d_w} \quad (8.2)$$

Für die Standardsimulationen wird eine Wärmeleitfähigkeit von  $300 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  gewählt, was an die Kupferlegierung CuCrZr bei  $500 \text{ K}$  angelehnt ist. Für ausgewählte Untersuchungen reduziert sich diese Wärmeleitfähigkeit auf  $20 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ , was der Wärmeleitfähigkeit von Inconel entspricht. Die Abschätzung der Temperatur am LOX-Post tip basiert auf nachstehenden Überlegungen.

Eine Temperatur am LOX-Post von  $100 \text{ K}$  ist unphysikalisch, da die tiefste im System vorkommende Temperatur  $107 \text{ K}$  (Sauerstofftemperatur) beträgt. Bei einer maximalen Simulationstemperatur von  $1000 \text{ K}$  würden Materialveränderungen am Post auftreten, die bisher bei vergleichbaren LOX-Methan Versuchen am Standort nicht festgestellt werden konnten. Anhand der Simulationen konnte gezeigt werden, dass die Temperatur am LOX-Post einen sehr geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat. Daher ist ein Wert zwischen diesen beiden Extrema zu wählen. Aufgrund der hohen Wärmekapazitäten beider Massenströme wird eine LOX-Post tip Temperatur von  $475 \text{ K}$  für die weiteren Simulationen angenommen.

Abschließend ist für dieses Unterkapitel festzuhalten, dass die Temperatur am LOX-Post einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Verbrennung hat. Der Wärmestrom am LOX-Post tip beträgt bei einer Temperatur von  $475 \text{ K}$   $110 \text{ W}$ . Für weitere Simulationen wird eine *thermal reservoir* Randbedingung am LOX-Post tip verwendet, um einen numerisch problematischen Wärmestau an der oberen Kante des LOX-Posts zu verhindern.

## 8.2 Variation der Wandtemperaturen an den Einläufen

**Zieldefinition:** Untersuchung des Einflusses von unterschiedlichen Wandtemperaturen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff. Anschließende Bilanzierung der Wärmeströme im Simulationsraum.

**Simulationsparameter:** Für den LOX-Post tip wird eine *thermal reservoir* Randbedingung mit  $475 \text{ K}$  angenommen. Wand<sub>3</sub> und Wand<sub>4</sub> werden zunächst mit linearen Temperaturprofilen und später mit exponentiell angepassten Temperaturprofilen beaufschlagt. Die minimale Wandtemperatur ist die Fluidtemperatur des jeweiligen Massenstroms und die maximale Temperatur die Temperatur des LOX-Post tips mit  $475 \text{ K}$ . Die Länge der aufgeprägten Temperaturprofile variieren zwischen  $5 \text{ mm}$  und  $20 \text{ mm}$ . Wand<sub>3</sub> beschreibt die methanseitige Wand des LOX-Posts und Wand<sub>4</sub> die sauerstoffseitige Wand des LOX-Posts. Die Bezeichnung Wand<sub>34</sub> symbolisiert gleiche Randbedingungen an Wand<sub>3</sub> und Wand<sub>4</sub>.

Abbildung 8.8 visualisiert die Temperaturverteilung am LOX-Post tip. Dabei werden zunächst auf Wand<sub>3</sub> und dann auf Wand<sub>4</sub> lineare Temperaturprofile mit  $5 \text{ mm}$  und  $20 \text{ mm}$  Länge aufgeprägt. Anschließend werden beide Wände gleichzeitig mit Temperaturprofilen beaufschlagt. In den Abbildungen (b) und (c) ist ein lineares Temperaturprofil an Wand<sub>3</sub> aufgeprägt. Es ist dabei eine leichte Anhebung der Flamme in positive  $z$ -Richtung im Vergleich zur adiabaten Wand erkennbar. Ebenso sind geringfügig niedrigere Temperaturen am unteren LOX-Post festzustellen. Eine längere Temperaturaufprägung



verstärkt diesen Effekt. In Abbildung (e) und (f) ist keine Anhebung der Flamme zu sehen und es ist eine leichte Vergrößerung des Heißgasbereichs an der unteren Seite des Post zu erkennen. Die Abbildungen (h) und (f) zeigen eine Anhebung der Flamme sowie eine Vergrößerung des unteren Heißgasbereichs.

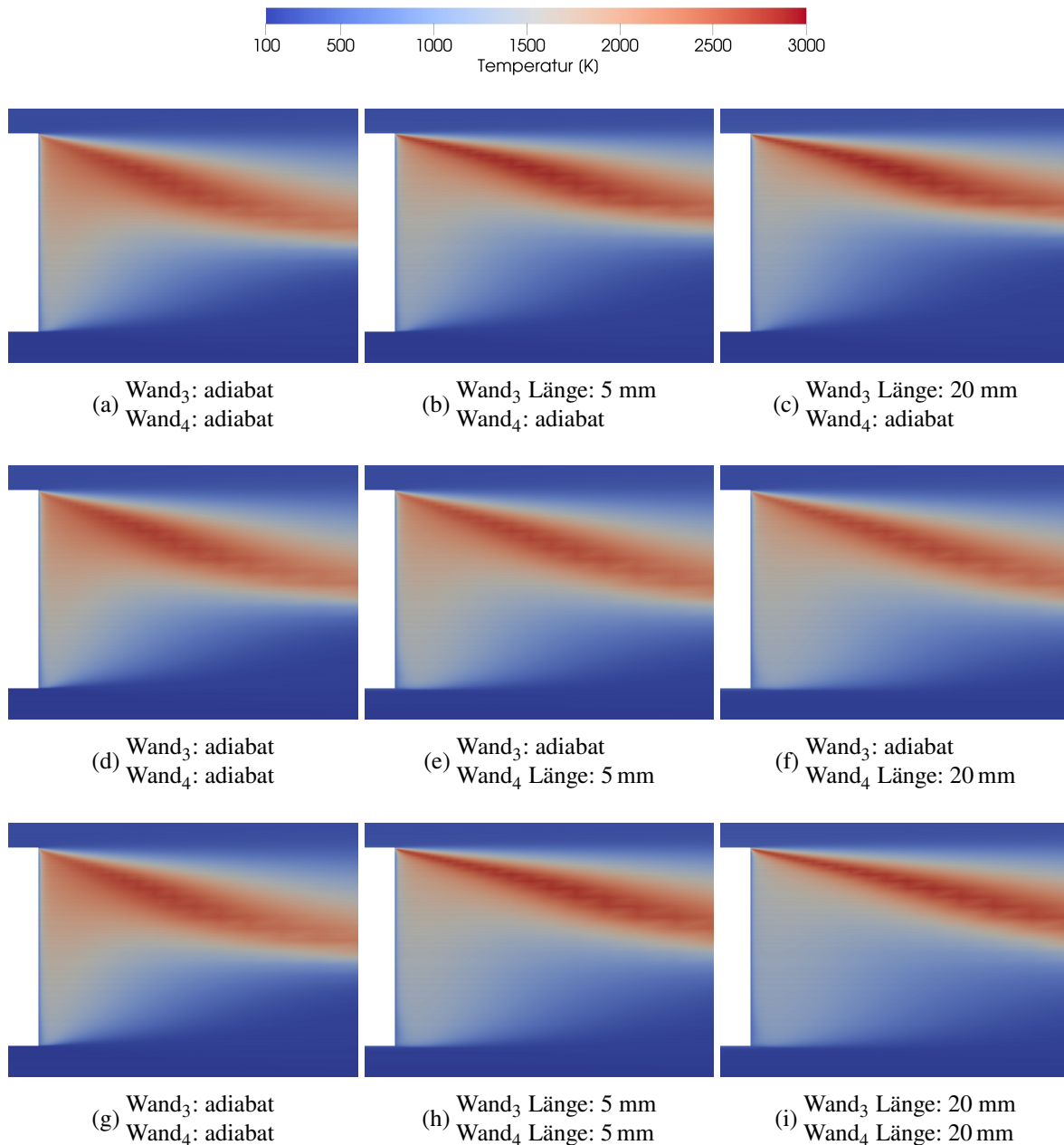


Abbildung 8.8: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit linearer Temperaturaufprägung zwischen 5 mm und 20 mm Länge an den Einläufen von Methan und Sauerstoff. Die Temperatur am LOX-Post tip beträgt 475 K.

Abbildung 8.9 zeigt die Temperaturprofile im Simulationsraum. Die Simulationen mit Temperaturaufprägung an Wand<sub>3</sub> erreichen höhere maximale Temperaturen, als die Simulationen mit Temperaturaufprägung an Wand<sub>4</sub>. Im wandnahen Bereich ( $x = 0.1$  mm) führt eine Verlängerung der Temperaturprofile zum Sinken der Temperatur im mittleren bis unteren Bereich der Flamme. Bei  $x = 0.45$  mm bewirkt

die Temperatureaufprägung auf Wand<sub>3</sub> eine Anhebung der Flamme. Bei Temperaturen an Wand<sub>4</sub> ist keine Verschiebung des Maximums festzustellen. Die Temperaturen werden im unteren Bereich des LOX-Posts leicht beeinflusst ( $z = 3.2$  mm). Im hinteren Bereich des Simulationsraumes nähern sich die Simulationen aneinander an, wobei die Position der Flamme maßgebend durch die Temperatureaufprägung der Methanseite beeinflusst wird.

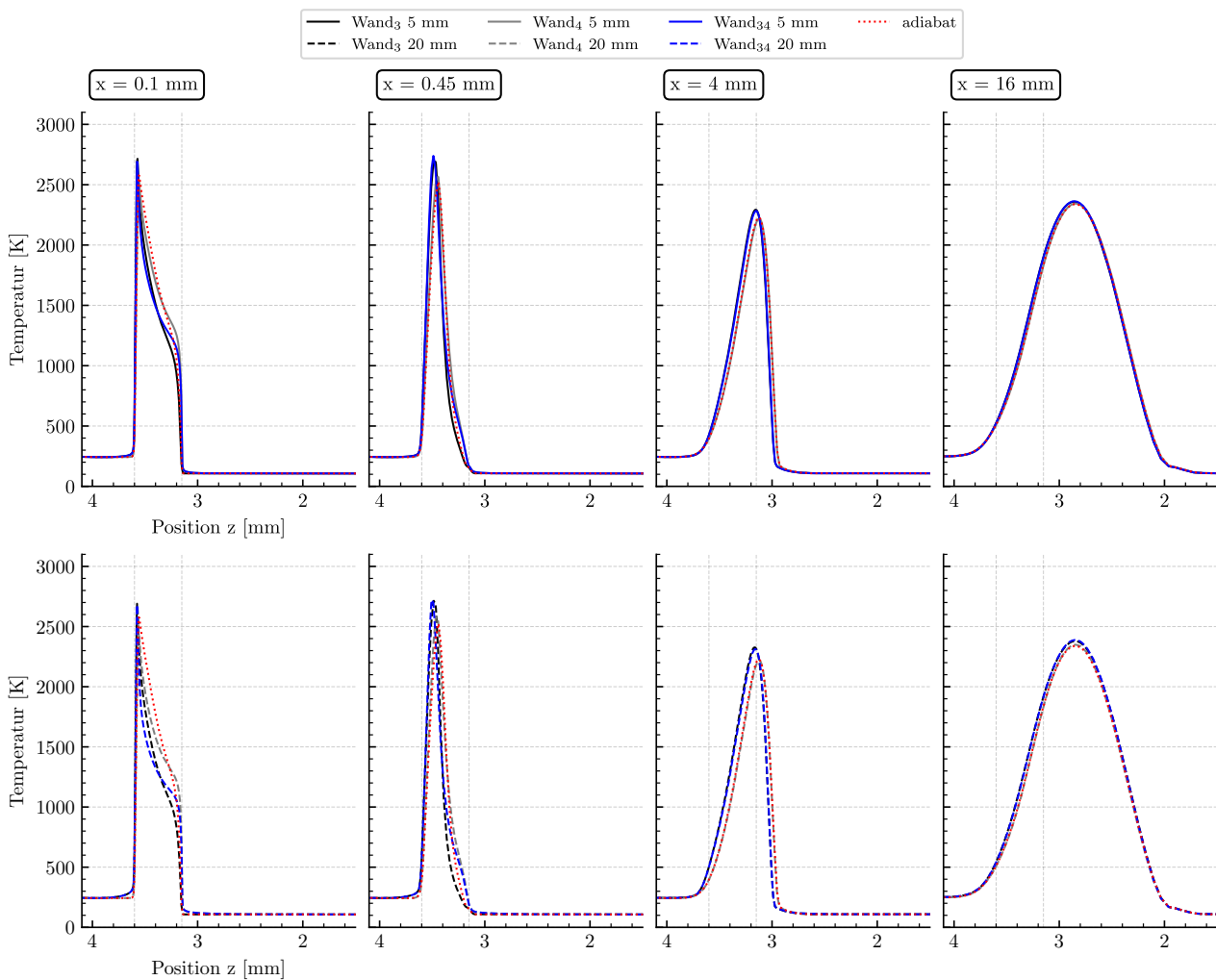


Abbildung 8.9: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff.

Abbildung 8.10 zeigt die Veränderungen der Dichte im Simulationsraum. Bei  $x = 0.1$  mm und  $z = 3.6$  mm ist festzustellen, dass die Simulationen mit aufgeprägter Temperatur an Wand<sub>3</sub> ein weniger kantiges Abfallen der Dichte aufweisen. Ein vergleichbares Verhalten ist bei einer Temperatureaufprägung sauerstoffseitig erkennbar. Mit längerem Temperaturprofil geht eine stärkere Verrundung der Kurve auf der jeweiligen LOX-Post Seite einher. Im hinteren Simulationsbereich gleichen sich alle Kurven aneinander an.

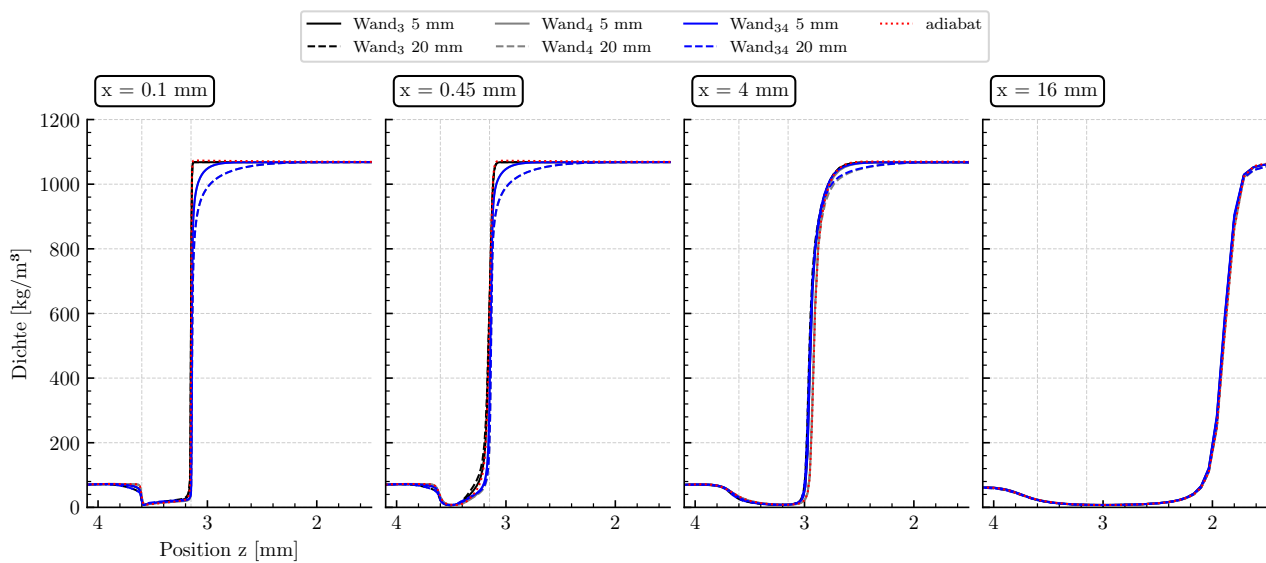


Abbildung 8.10: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff.

Abbildung 8.11 zeigt die axialen Geschwindigkeiten für die ausgewählten Simulationen. Bei  $x = 0.1$  mm führt eine Verlängerung des Temperaturprofils methanseitig zu einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit um 15 m/s. Kurze Temperaturprofile bei  $Wand_3$  haben nur geringe Effekte auf die axiale Geschwindigkeit. Im hinteren Simulationsbereich zeigt sich deutlich die erhöhte Flammengeschwindigkeit bei Temperatureaufprägung auf der Methanseite.

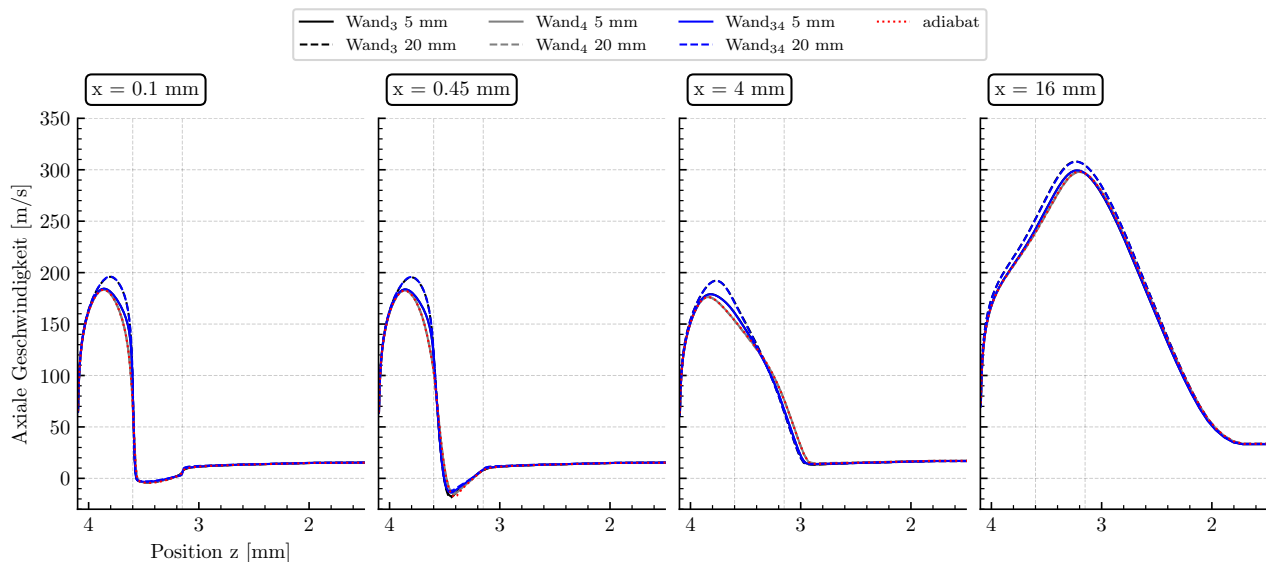


Abbildung 8.11: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Aufprägelänge von linearen Temperaturprofilen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff.

Abbildung 8.12 betrachtet die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$ . Die reine Aufprägung von Temperatur auf der Sauerstoffseite hat kaum Einfluss auf die Verbrennung. Lediglich im vorderen Strömungsbe-

reich sind dabei geringe Unterschiede erkennbar. Ein Aufprägen von Temperatur methanseitig bewirkt eine Anhebung der Massenanteile. Mit länger werdendem Temperaturprofil verstärkt sich dieser Effekt.

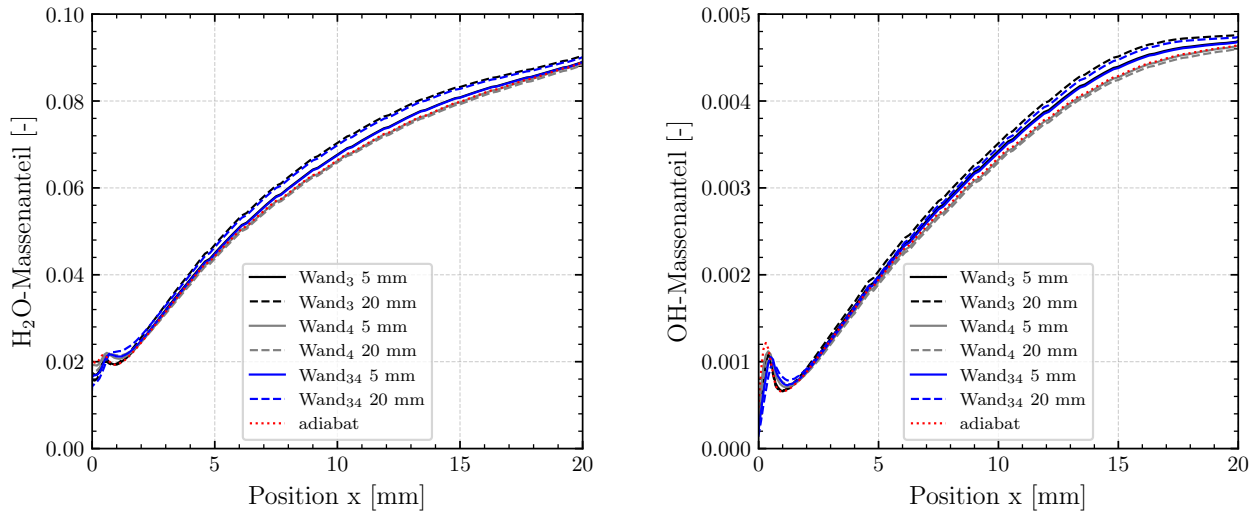


Abbildung 8.12: Arithmetisch gemittelte Massenanteile H<sub>2</sub>O und OH über die Hauptstromrichtung x bei Variation der Temperaturaufprägelängen an den Einläufen von Methan und Sauerstoff.

Nachfolgend werden in Tabelle 8.2 die Wärmeströme bei linearen Temperaturprofile miteinander verglichen.

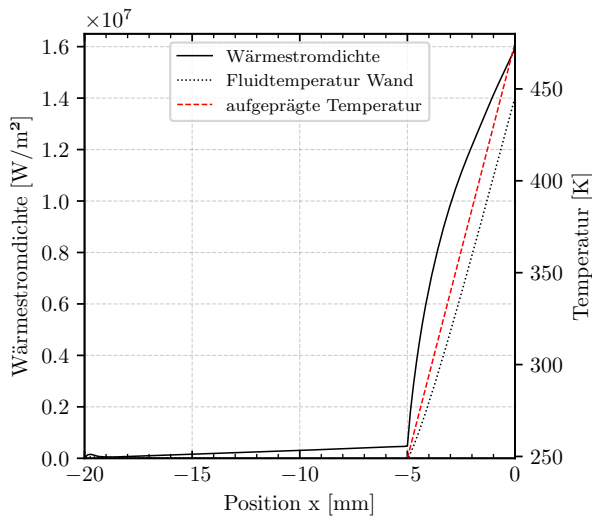
Tabelle 8.2: Wärmestrombilanzierung an den Systemgrenzen des Simulationsraumes mit linearen Temperaturprofilen an den Einläufen.

Simulation [Wand_Einlauflänge in mm]	3_5	3_20	4_5	4_20	34_5	34_20
Wärmestrom LOX-Post tip [W]	-91.8	-85.4	-101.0	-89.9	-81.2	-69.0
Wärmestrom Wand <sub>3</sub> [W]	1247.2	3521.9	88.2	88.3	1246.8	3521.4
Wärmestrom Wand <sub>4</sub> [W]	0	0	718.7	2332.8	718.5	2337.7

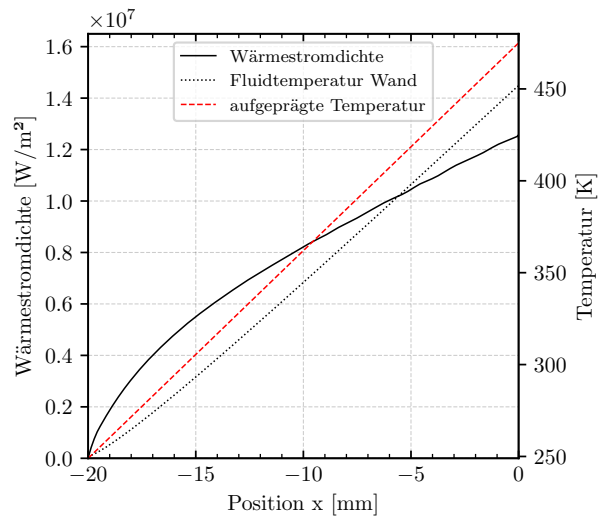
Tabelle 8.2 zeigt, dass die Summen der Wärmeströme nicht Null ergibt. Es wird zu viel Wärme dem System über Wand<sub>3</sub> und Wand<sub>4</sub> zugeführt. Bei Simulation 4\_5 sowie Simulation 4\_20 sind an Wand<sub>3</sub>, trotz der adiabaten Wandbedingungen, Wärmeströme erkennbar. Dies deutet auf einen numerischen Fehler bei adiabaten Randbedingungen hin.

Abbildung 8.13 und Abbildung 8.14 veranschaulichen den Zusammenhang zwischen den aufgeprägten Temperaturprofilen und den sich einstellenden Wandtemperaturen bei der Kupferlegierung CuCrZr und Inconel. Bei Abbildung 8.13 ist methanstromseitig kein linearer Zusammenhang zwischen Wärmestromdichte und Wandtemperatur erkennbar. Die Wärmestromdichte steigt zunächst stark an und wird mit zunehmender Temperatur flacher aufsteigend. Das Fluid in unmittelbarer Nähe zur Wand weist ein annähernd lineares Temperaturverhalten auf. Mit geringerer Wärmeleitfähigkeit (c) und (d)

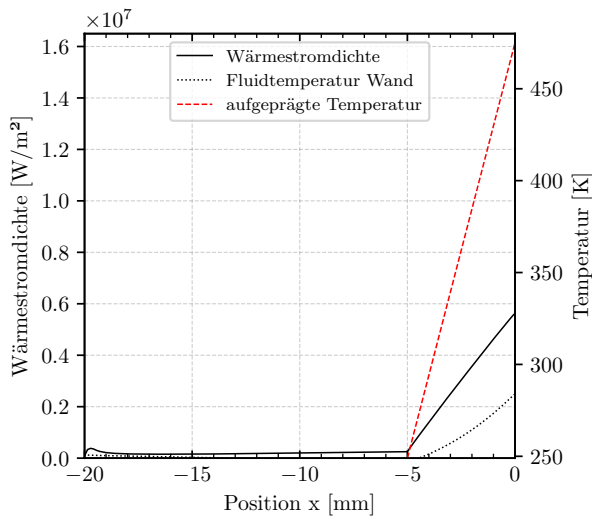
stellen sich maximale Wandtemperaturen von 325 K ein. Die Wärmestromdichte verhält sich dabei linear und der Anstieg der Temperatur verläuft mit zunehmendem Temperaturniveau schneller. Bei Abbildung 8.14 (a) und (b) liegt zu Beginn ein steiler Anstieg der Wärmestromdichte vor. Nach der Transformation in einen gasähnlichen Zustand und der dadurch bedingten Reduktion der Wärmekapazität knickt die Kurve der Wärmestromdichte ab und flacht kontinuierlich ab. Das Temperaturverhalten ist bei hohen Wärmeleitfähigkeiten linear. Abbildungen (c) und (d) zeigen ebenfalls einen Abfall der Wärmestromdichte nach Transformation in einen gasähnlichen Zustand. Die „Phasenumwandlung“ findet dabei deutlich später statt, da aufgrund der geringeren Wärmeübertragungskoeffizienten sich erst später die erforderlichen Temperaturen zur Zustandsänderung einstellen.



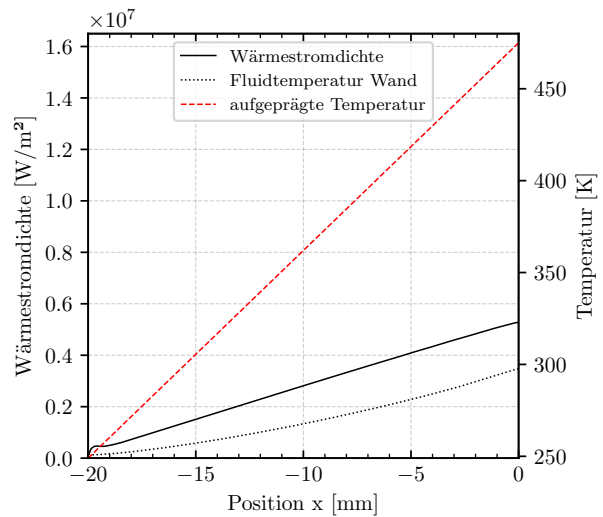
(a) Wand<sub>3</sub> | 5 mm |  $\lambda = 300 \frac{W}{mK}$



(b) Wand<sub>3</sub> | 20 mm |  $\lambda = 300 \frac{W}{mK}$

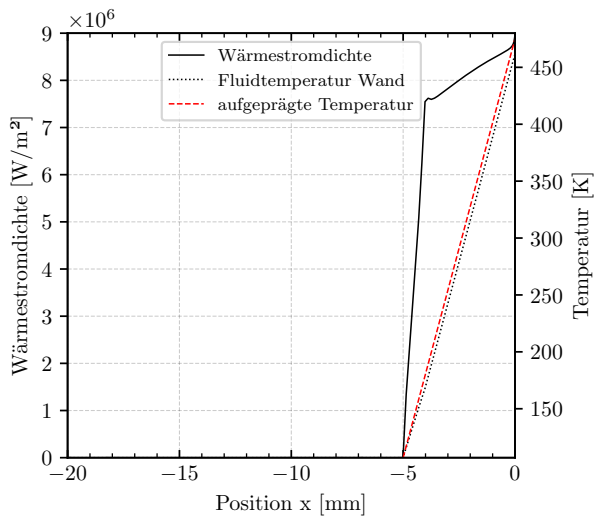


(c) Wand<sub>3</sub> | 5 mm |  $\lambda = 20 \frac{W}{mK}$

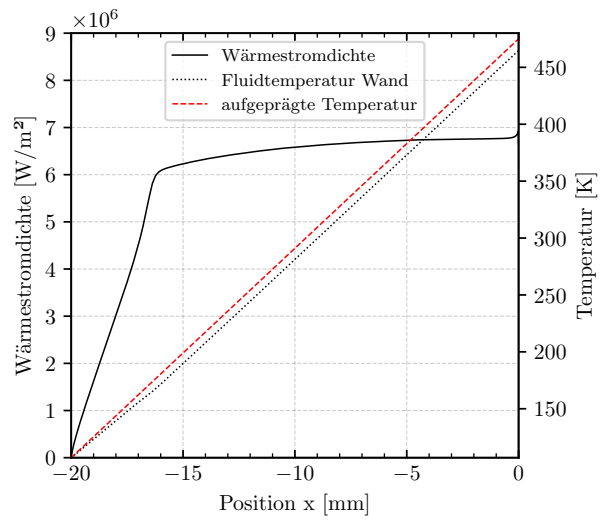


(d) Wand<sub>3</sub> | 20 mm |  $\lambda = 20 \frac{W}{mK}$

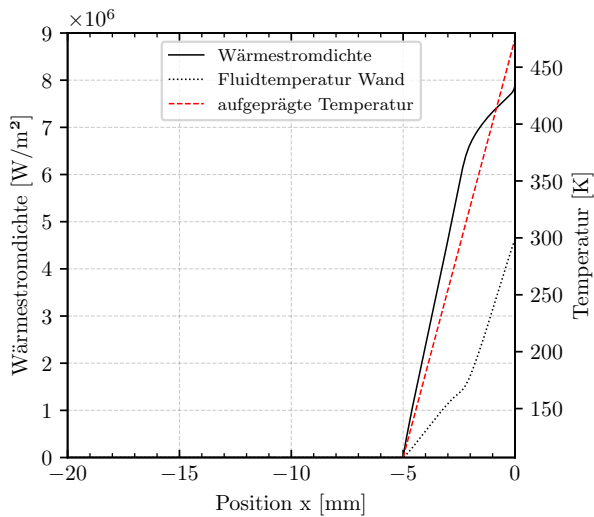
Abbildung 8.13: Wärmestromdichte und reale Fluidtemperatur an Wand<sub>3</sub> mit hoher und niedriger Wärmeleitfähigkeit sowie kurzem und langem Temperaturaufprägungsbereich



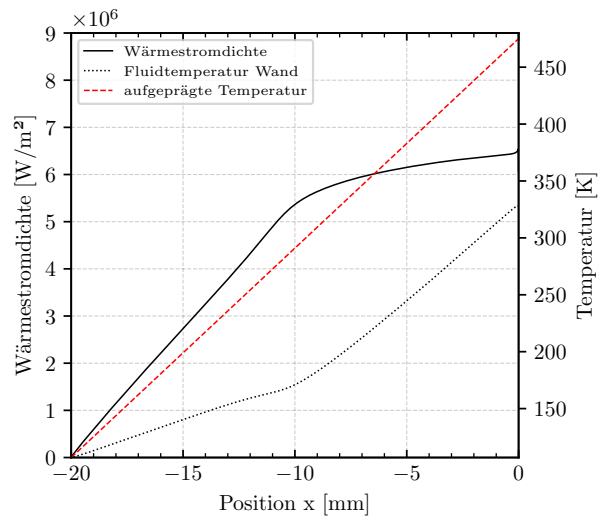
(a) Wand<sub>4</sub> | 5 mm |  $\lambda = 300 \frac{W}{mK}$



(b) Wand<sub>4</sub> | 20 mm |  $\lambda = 300 \frac{W}{mK}$



(c) Wand<sub>4</sub> | 5 mm |  $\lambda = 20 \frac{W}{mK}$



(d) Wand<sub>4</sub> | 20 mm |  $\lambda = 20 \frac{W}{mK}$

Abbildung 8.14: Wärmestromdichte und reale Fluidtemperatur an Wand<sub>4</sub> mit hoher und niedriger Wärmeleitfähigkeit sowie kurzem und langem Temperaturaufprägebereich

Durch weitere Analysen zeigt sich, dass das Methan in Wandnähe über die Einlauflänge einer Reduktion der Wärmekapazität von 23 % aufweist. Sauerstoffseitig ist eine sprunghafte Reduzierung der Wärmekapazität von 43 % festzustellen. Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, zeigt Abbildung 8.15 exemplarisch die Wärmekapazität auf der Sauerstoffseite des LOX-Posts.

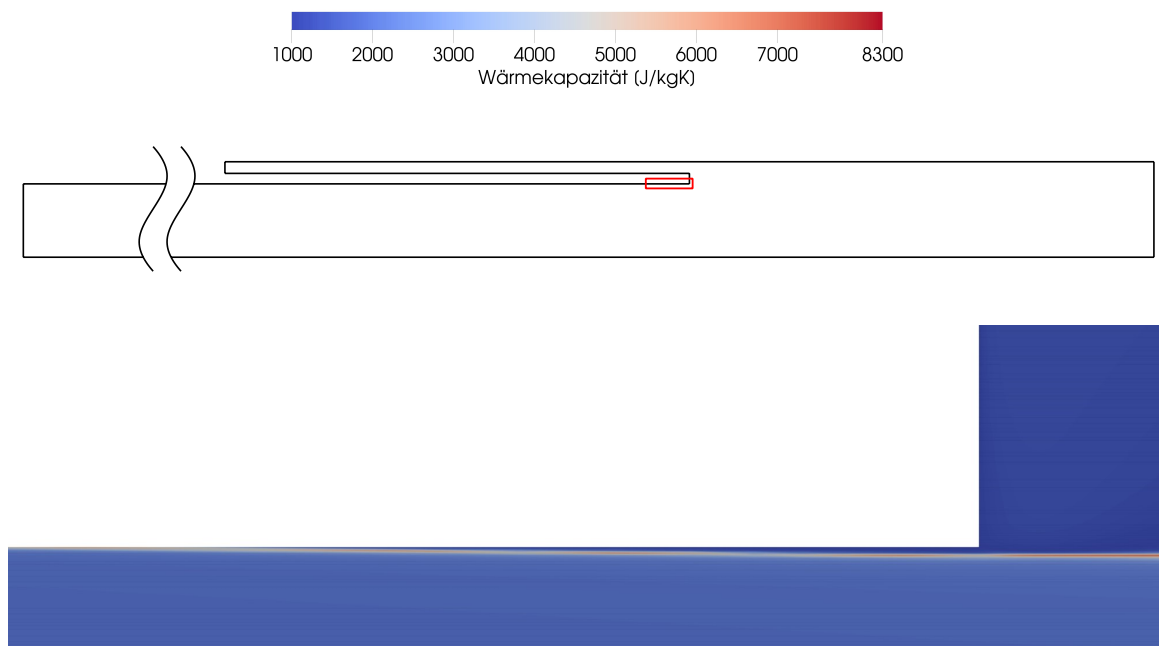


Abbildung 8.15: Strömungsfeld mit isobarer Wärmekapazität an der unteren Kante des LOX-Posts bei linearer Temperaturaufprägung an Wand<sub>4</sub>

Ein schmaler Bereich mit hoher Wärmekapazität ankert zunächst an Wand<sub>4</sub> und löst sich dann von der Wand ab. Dabei sind hohe Gradienten der Wärmekapazität feststellbar. Die Sauerstoffgrenzschicht an Wand<sub>4</sub> besitzt eine Wärmekapazität von  $1000 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ . Unterhalb der roten Linien sind Wärmekapazitäten von  $1700 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  erkennbar. Dies deutet auf einen Übergang des Sauerstoffs vom flüssigkeitsähnlichen Zustand in den gasähnlichen Zustand. Dabei wird die Widom-Linie mit hoher Wärmekapazität durchschritten. Dieses Phänomen wird auch als Pseudoboiling bezeichnet. Nasuti und Pizzarelli [27] untersuchen dieses Phänomen anhand der Wärmeübertragung in Kühlkanälen von Raketenantrieben. Sie erkennen, dass Pseudoboiling zu einer deutlichen Verschlechterung der Wärmeübertragung führen kann. Detailliertes Pseudoboiling kann nicht mit dem TAU-Code realisiert werden, dennoch können physikalische Änderungen der Fluide aufgrund der hinterlegten Fluideigenschaften modelliert werden.

Abschließend kann festgehalten werden, dass eine Temperaturaufprägung an den Einläufen der Fluide direkt den Zustand des Fluids verändert. Sauerstoffseitig verursacht die Erwärmung des Fluids eine deutliche Verschlechterung der isobaren Wärmekapazität an der Wand. Methanseitig ist ebenfalls eine Verschlechterung der isobaren Wärmekapazität festzustellen. Abweichungen in den Simulationsergebnissen (vergl. Abbildung 8.9, 8.10, 8.11 und 8.12) sind primär auf veränderte Methantemperaturen zurückzuführen. Bei gleich aufgeprägten Temperaturprofilen sauerstoff- und methanseitig, hat die Aufprägung auf der Methanseite einen größeren Einfluss auf die Simulationsergebnisse.

### 8.3 Exponentielle Temperaturaufprägung an den Einläufen

Ergänzend werden die Temperaturprofile an den Einläufen angepasst, um eine Annäherung der Wärmeströme zwischen LOX-Post tip und den Einläufen von Sauerstoff und Methan zu erreichen. Hierzu werden an den Einläufen e-Funktionen der Temperatur angelegt, welche mit dem Wärmestromverhältnis aus Tabelle 8.2 gewichtet sind. An Wand<sub>3</sub> und Wand<sub>4</sub> werden *thermal reservoir* Randbedingungen angelegt. Der LOX-Post besitzt eine Wärmeleitfähigkeit von  $300 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ . Abbildung 8.16 zeigt die Temperaturprofile der angepassten Simulation.

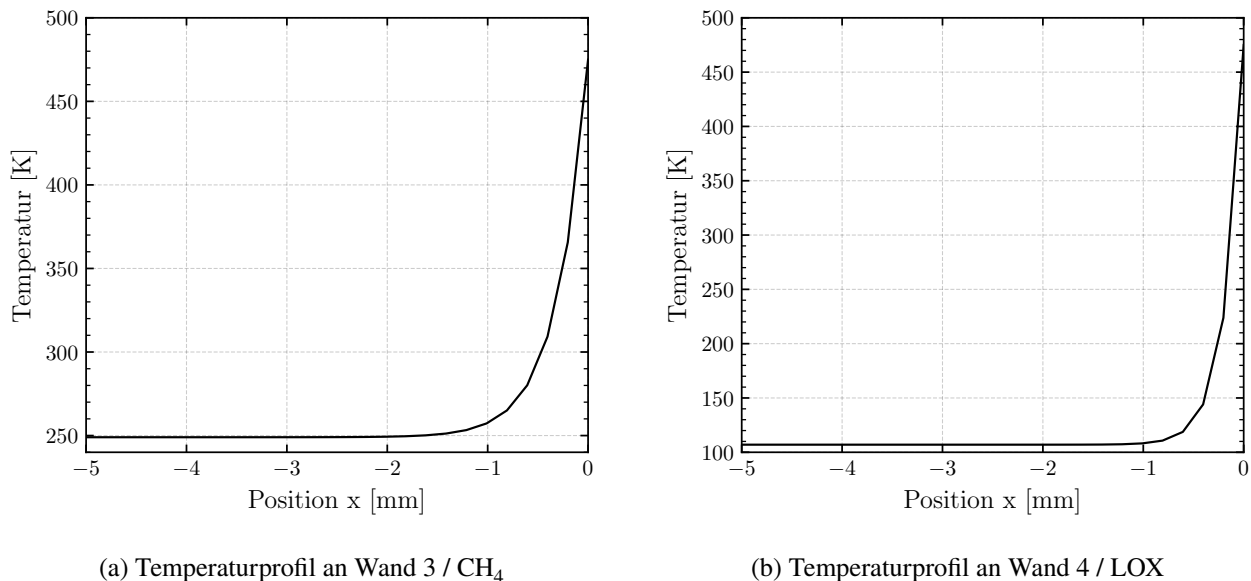


Abbildung 8.16: Exponentiell ansteigende Temperaturprofile aufgeprägt an Wand<sub>3</sub> (a) und Wand<sub>4</sub> (b).

In Tabelle 8.3 sind die Simulationsergebnisse dargestellt.

Tabelle 8.3: Wärmestrombilanzierung an den Systemgrenzen des Simulationsraumes mit exponentiell angepassten Temperaturprofilen.

Wärmestrom LOX-Post tip [W]	-96
Wärmestrom Wand <sub>3</sub> [W]	355
Wärmestrom Wand <sub>4</sub> [W]	101

Es sind dabei bessere Ergebnisse der Wärmestrombilanzierung als bei linearen Temperaturprofilen erzielbar. Der Anhang zeigt eine detaillierte Analyse der Simulationsergebnisse. Die Wärmeströme an Wand<sub>3</sub> und Wand<sub>4</sub> treten dabei in einer vernachlässigbaren Größenordnung auf. Die Simulationsergebnisse werden durch die Wandtemperaturen kaum beeinflusst.

### 8.4 Fazit

Zusammenfassend trägt eine entsprechend gute Wärmeleitfähigkeit des LOX-Post Materials dazu bei einen Wärmestau am LOX-Post tip zu vermeiden. Wenn über die Randbedingungen Wärme in die



Massenströme geleitet wird, ist besonders auf die Fluideffekte der Methanseite zu achten. Durch eine Temperaturaufprägung methanseitig sind deutlich höhere Schwankungen in den Simulationsergebnissen festzustellen, als bei einer Temperaturaufprägung auf der Sauerstoffseite. Die Simulationen haben ergeben, dass LOX-seitig Pseudoboiling in Wandnähe auftritt, was die isobare Wärmekapazität reduziert. Die Wärmestrombilanzierung hat gezeigt, dass es für zukünftige numerische Simulationen ausreichend ist, eine thermische Randbedingung am LOX-Post tip festzulegen. Die Einlaufwände können adiabat bleiben.

## 9 Untersuchung der LOX-Post Dicke

Im Rahmen dieses Kapitels werden die Einflüsse der LOX-Post Dicke auf die Simulationsergebnisse untersucht.

### 9.1 Variation der LOX-Post Dicke

**Zieldefinition:** Untersuchung der Auswirkungen einer Erhöhung und Verminderung der Dicke des LOX-Posts auf die Flamme und die Strömung.

**Simulationsparameter:** Die Wände werden als adiabat betrachtet. Die LOX-Post Dicke wird von 0.25 mm auf 0.95 mm in 0.1 mm Schritten erhöht. Dabei bleibt der Innenradius des LOX-Posts  $R_1$  konstant und der Außenradius des LOX-Posts  $R_2$  ändert sich aufgrund der Variation der LOX-Post Dicke. Da sich der Außenradius  $R_2$  mit Variation der LOX-Post Dicke ändert, wird die Außenkante des Simulationsraumes  $R_3$  so angepasst, dass der Strömungsquerschnitt des Methanmassenstroms konstant bleibt. Dadurch verändern sich die Dimensionen des Simulationsraums in radialer Richtung. Zur besseren Vergleichbarkeit der Simulationsergebnisse wird eine Normierung der Daten durchgeführt. Die radialen Daten werden dabei in drei Gruppen aufgeteilt. Die erste Gruppe umfasst alle Simulationsergebnisse ausgehend von der Symmetrieachse bis  $R_1$  ( $z = 3.15$  mm). Gruppe 2 beinhalten die Simulationsergebnisse hinter dem LOX-Post von  $R_1$  bis  $R_2$ . In Gruppe 3 werden die Simulationsergebnisse von  $R_2$  bis  $R_3$  abgelegt. Im Anschluss folgt die Normierung der Daten in den jeweiligen Gruppen. Danach werden die normierten Datenpakete, beginnend mit Gruppe 1, hintereinander aufgetragen. Dadurch entsteht eine normierte radiale Skala  $z$  mit einem Datenbereich von 0 bis 3. Ergänzend sind alle Grafiken aus diesem Kapitel unnormiert im Anhang hinterlegt.

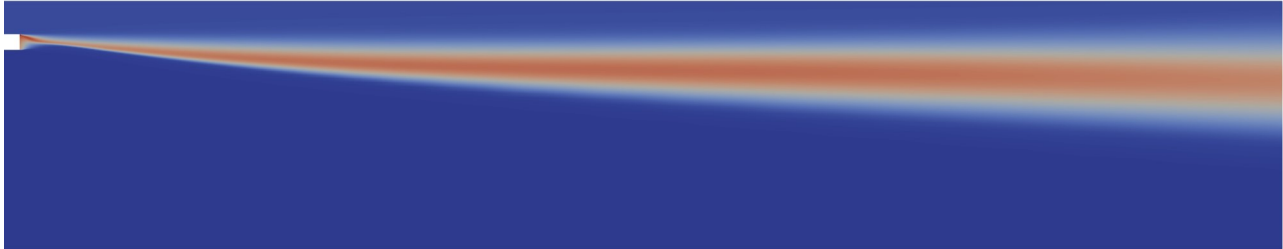
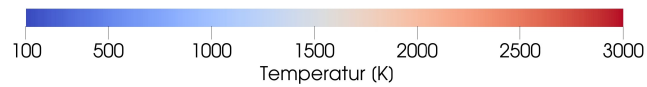
Beginnend zeigt Tabelle 9.1 die Simulationsparameter Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis sowie die Geschwindigkeiten und Dichten. In der Theorie bewirken konstante Massenströme und konstante Querschnitte eine konstante Strömungsgeschwindigkeit. Kontraintuitiv ist, dass bei gleichen Massenströmen und gleichen Strömungsquerschnitten eine leicht steigende Strömungsgeschwindigkeit von Methan zu erkennen ist. Dieses Phänomen ist wie nachfolgend zu erklären:

Für die Simulationen ist die Grenzschicht nicht mitskaliert. Das bedeutet, dass sich die effektiv durchströmte Querschnittsfläche mit schmalerem Methanringspalt verkleinert und somit höhere Strömungsgeschwindigkeiten verursacht. Aufgrund der geringen Abweichungen ist eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse dennoch gegeben.

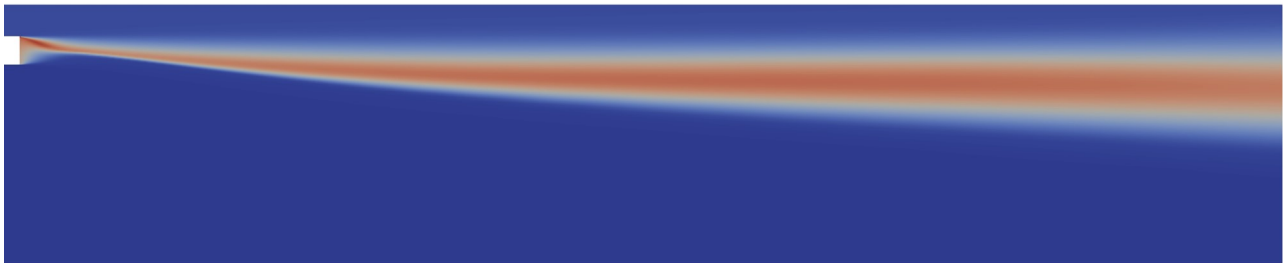
Tabelle 9.1: Impulsflussverhältnis, Geschwindigkeitsverhältnis, Strömungsgeschwindigkeiten und Dichte bei ansteigender LOX-Post Stärke und konstanten Massenströmen.

LOX-Post Dicke [mm]	$\dot{m}_{\text{LOX}}$ [kg/s]	$\dot{m}_{\text{CH}_4}$ [kg/s]	J [-]	$R_u$ [-]	$u_{\text{LOX}}$ [m/s]	$u_{\text{CH}_4}$ [m/s]	$\rho_{\text{LOX}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_{\text{CH}_4}$ [kg/m <sup>3</sup> ]
0.25	0.46	0.136	8.42	10.96	13.68	149.88	1069.18	74.96
0.35	0.46	0.136	8.44	11.10	13.81	153.32	1068.76	73.19
0.45	0.46	0.136	8.61	11.32	13.81	156.31	1068.35	71.78
0.55	0.46	0.136	8.74	11.50	13.81	158.87	1068.00	70.61
0.65	0.46	0.136	8.84	11.64	13.83	161.01	1067.34	69.67
0.75	0.46	0.136	8.91	11.75	13.86	162.82	1067.08	68.89
0.85	0.46	0.136	9.02	11.88	13.84	164.34	1066.95	68.23
0.95	0.46	0.136	9.01	11.92	13.91	165.75	1066.65	67.67

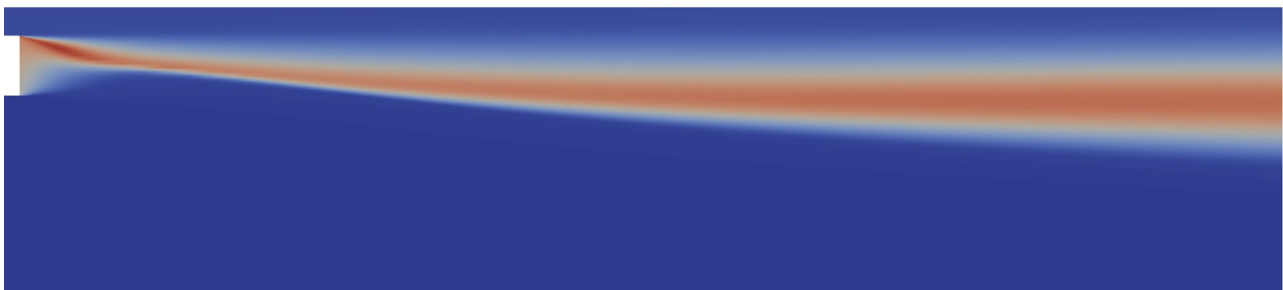
Die Temperaturverteilungen der Simulationen 0.25 mm, 0.45 mm und 0.95 mm sind in Abbildung 9.1 dargestellt. Im vorderen Simulationsbereich skaliert die Form der Flamme mit der LOX-Post Dicke. Der dünnste Bereich der Flamme ist kurz hinter dem Ankerpunkt zu lokalisieren. Dieser Bereich verschiebt sich bei dickerem LOX-Post in positive Hauptströmungsrichtung  $x$ . Mit steigender LOX-Post Dicke verbreitert sich auch die ankernde Flamme in Wandnähe. Die maximalen Temperaturen weisen geringe Unterschiede auf. Im hinteren Simulationsbereich sind keine Unterschiede der Temperatur oder Flammenform erkennbar.



(a) LOX-Post Dicke: 0.25 mm



(b) LOX-Post Dicke: 0.45 mm



(c) LOX-Post Dicke: 0.95 mm

Abbildung 9.1: Temperaturfeld des Simulationsraumes mit Variation der LOX-Post Dicke für die Postdicke 0.25 mm, 0.45 mm und 0.95 mm.

In Abbildung 9.2 ist das radial normierte Temperaturfeld am LOX-Post dargestellt. Die Flamme tritt bei dünnerem LOX-Post sehr schnell in Kontakt mit dem Sauerstoffmassenstrom. Es sind höhere Wandtemperaturen bei dünnerem LOX-Post zu erkennen. Der Heißgasbereich an der Unterseite des LOX-Posts vergrößert sich in x-Richtung mit steigender LOX-Post Dicke.

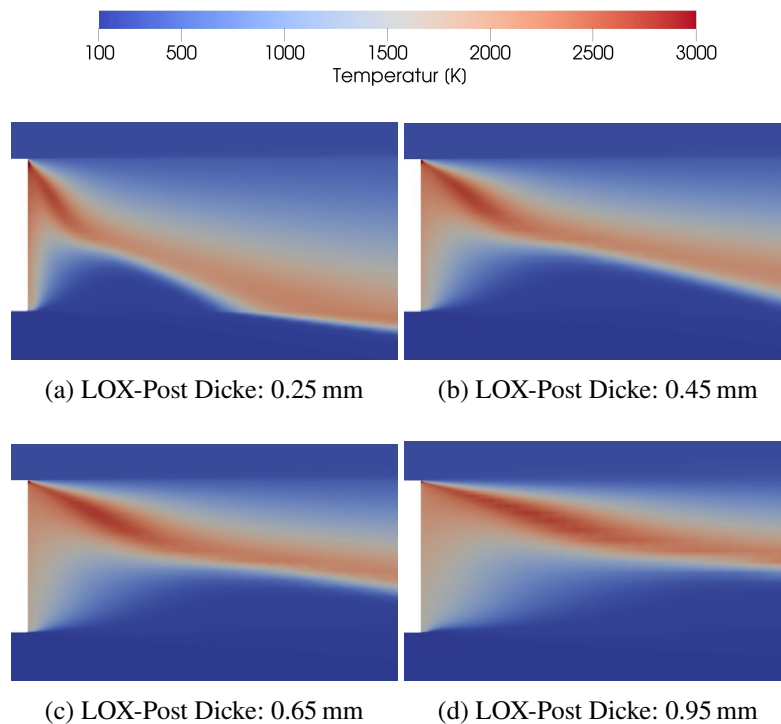


Abbildung 9.2: Radial normiertes Temperaturfeld am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke

Grafik 9.3 zeigt die normierte Temperaturverteilung. Aufgrund der horizontalen Verschiebung der Flamme sind an den charakteristischen Auswertepositionen ( $x = 0.1, 0.45, 4, 16$ ) unterschiedliche Temperaturmaxima festzustellen. Im hinteren Simulationsraum gleicht sich diese Verschiebung aus und die Flammen zeigen vergleichbare Temperaturniveaus. Bis auf die Simulation mit einer Postdicke von 0.25 mm, weisen die Simulationen bei  $x = 0.1$  mm gleiche Flammenbreiten in Relation zur LOX-Post Dicke auf. An Position  $x = 0.45$  mm verschieben sich die Flammen mit dünnerem LOX-Post zur Symmetrieachse. Die Aussagekraft der normierten Darstellung ist im hinteren Simulationsraum nicht gegeben. Aus diesem Grund wird auf Grafik 13.8 im Anhang verwiesen. Dabei zeigen sich annähernd gleiche absolute Flammenbreiten im hinteren Strömungsfeld.

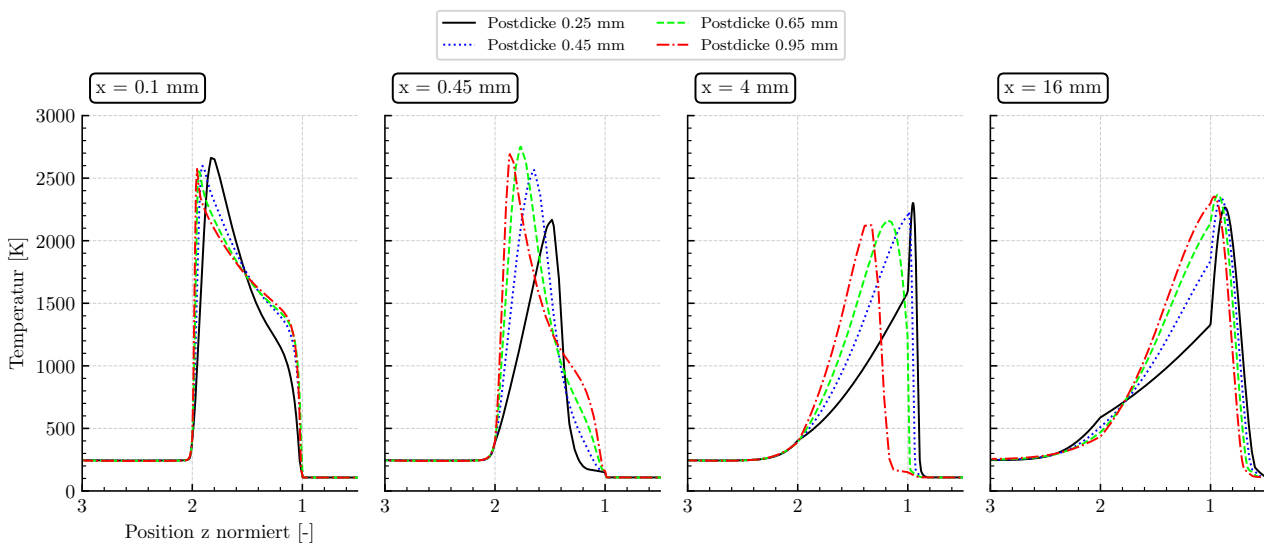


Abbildung 9.3: Temperatur über die normierte radiale Richtung z bei Variation der LOX-Post Dicke.

Abbildung 9.4 zeigt die Dichten bei unterschiedlichen LOX-Post Dicken. Bei dickerem LOX-Post verschiebt sich die Dichtekurve nach außen in radiale Richtung z. Die Maxima der Kurven bleiben unverändert.

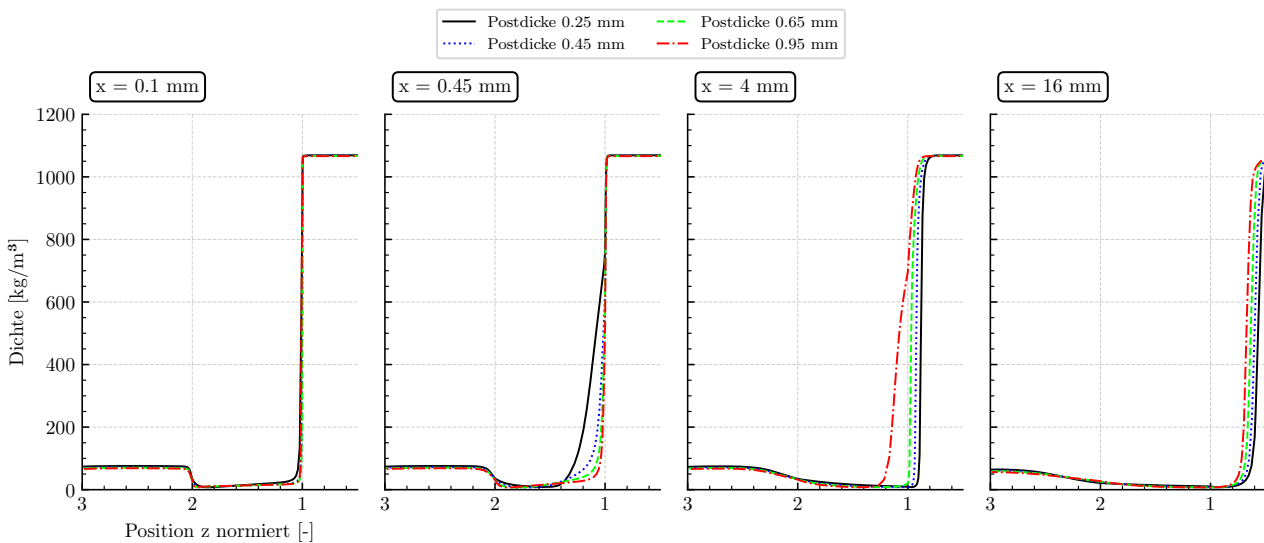


Abbildung 9.4: Dichte über die normierte radiale Richtung z mit Variation der LOX-Post Dicke.

Grafik 9.5 visualisiert die axialen Geschwindigkeiten der Simulationen. Bei  $x = 0.1$  mm ändert sich die Methangeschwindigkeit zwischen dünnem und dickem Post um 15 % (165 m/s zu 195 m/s). Die Unterschiede der axialen Geschwindigkeiten bei  $x = 0.1$  mm zeigen, dass die Anpassung des Methanspalts Änderungen in den Methangeschwindigkeiten verursacht, da sich die effektiv durchströmte Querschnittsfläche ändert. Bis  $x = 4$  mm besitzt der dickste LOX-Post die höchste axiale Geschwindigkeit. Danach weisen die Simulationen mit geringerer Postdicke höhere axiale Geschwindigkeiten auf. An Position  $x = 0.45$  mm und  $z = 1.9$  ist ein steiles Abfallen der Geschwindigkeit bei dickerem LOX-Post festzustellen.

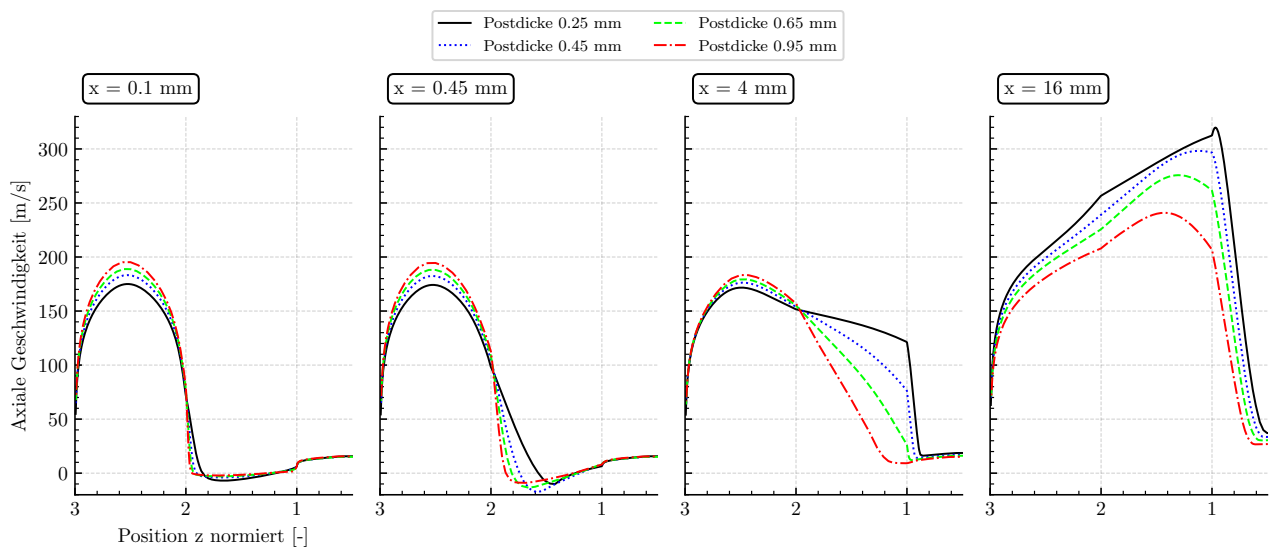


Abbildung 9.5: Axiale Geschwindigkeit über die normierte radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

Weiter zeigt Abbildung 9.6 die Varianz des Mischungsbruchs, welche als Indikator für Unterschiede in der Mischung gesehen werden kann. Bei  $x = 0.1$  mm treten vergleichbare Varianzmaxima zwischen allen Simulationen auf. An der Position  $x = 0.45$  mm zeigt die Simulation mit Postdicke 0.25 mm die höchsten Werte für die Varianz. Die niedrigsten Werte der Varianz sind für die Postdicke 0.45 mm festzustellen. Alle weiteren Erhöhungen der LOX-Post Dicke führen wieder zum Anstieg der Varianz. Im hinteren Simulationsbereich weisen Simulationen mit geringerer Postdicke eine höhere Varianz des Mischungsbruchs auf.

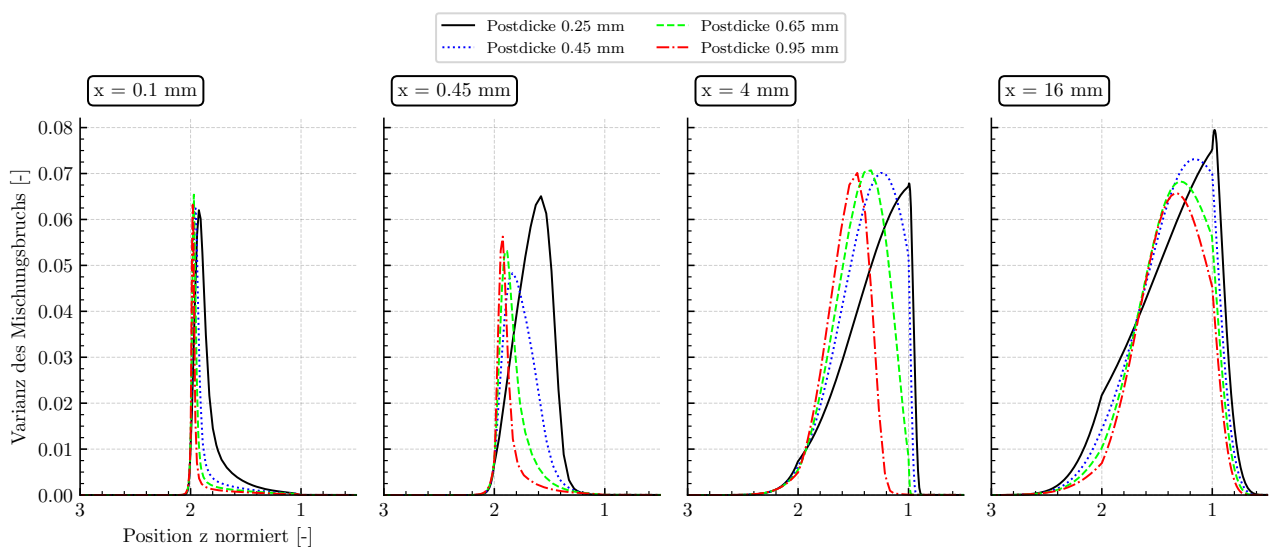


Abbildung 9.6: Varianz des Mischungsbruchs über die normierte radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

Grafik 9.7 veranschaulicht die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$ . Bei dickerem Post sind höhere Massenanteile  $H_2O$  über die gesamte Simulationslänge zu erkennen. Im mittleren Simulationsbereich zeigt der

OH Massenanteil erhöhte Werte bei dünnem LOX-Post.

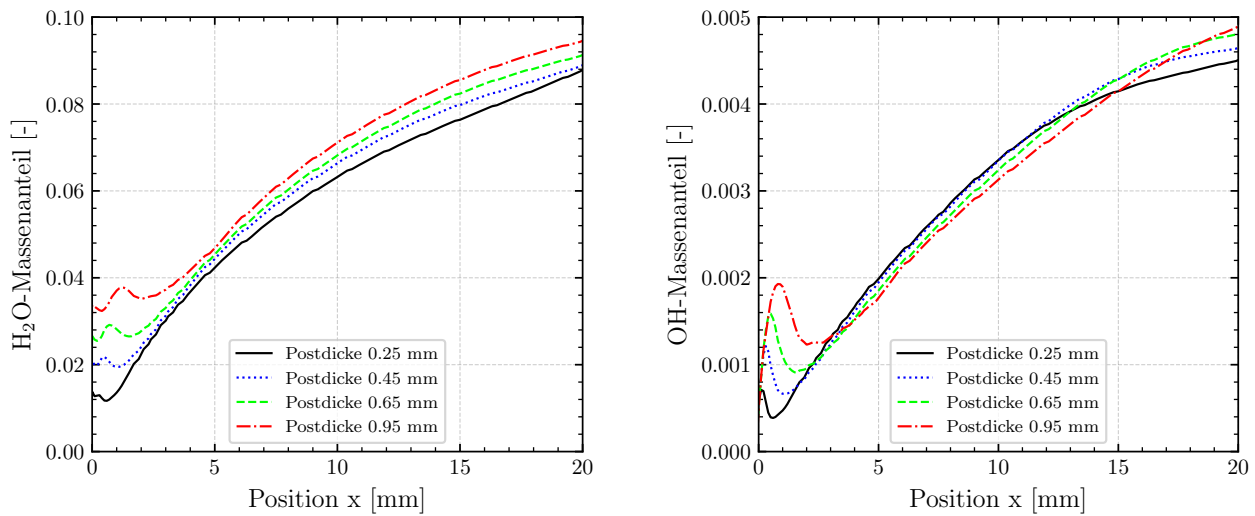


Abbildung 9.7: Arithmetisch gemittelte Massenanteile H<sub>2</sub>O und OH über die Hauptströmungsrichtung x bei Variation der LOX-Post Dicke.

Nachfolgend werden die turbulenten Größen  $k$  (turbulente kinetische Energie) und  $\mu_t$  (turbulente Wirbelviskosität) untersucht, um Aufschluss über die Turbulenzveränderung durch die Variation der LOX-Post Dicke zu erhalten.

Abbildung 9.8 und Abbildung 9.9 veranschaulichen die turbulenten kinetischen Energien. Die Flamme wird bei dünnerem LOX-Post unter Zwang beider Massenströme eingengt und verschoben. Der dünnste Bereich der Flamme verschiebt sich in positive Hauptströmungsrichtung x und bewirkt dadurch schwankende Werte der turbulenten kinetischen Energie an den Auswertepositionen. Im hinteren Simulationsbereich weisen die Simulationen mit dünnem LOX-Post höhere turbulente kinetische Energien auf.

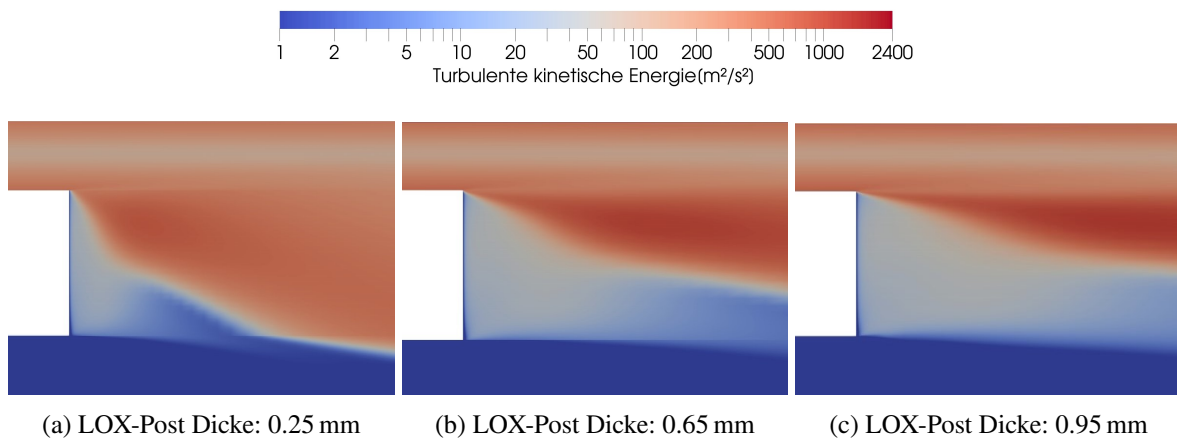


Abbildung 9.8: Turbulente kinetische Energie (logarithmische Werte) am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke.



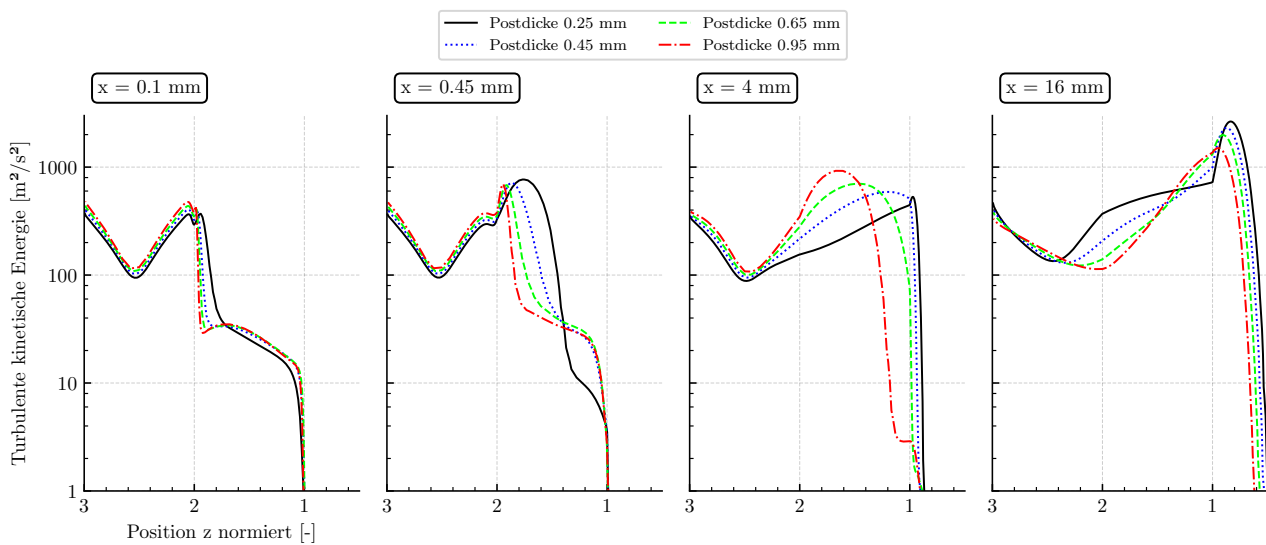


Abbildung 9.9: Logarithmierte turbulente kinetische Energie über die normierte radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

Weiter zeigen Abbildung 9.10 und Abbildung 9.11 die Wirbelviskosität bei Variation der LOX-Post Dicke. Bei  $x = 0.1$  mm sind hinter dem LOX-Post geringere Werte der Wirbelviskosität mit dünnerem LOX-Post festzustellen. An der Position  $x = 0.45$  mm verschiebt sich das Minimum der Wirbelviskosität hinter dem LOX-Post, bei steigender LOX-Post Dicke, nach außen. Bei  $x = 16$  mm sind nur geringe Unterschiede der Wirbelviskosität erkennbar.

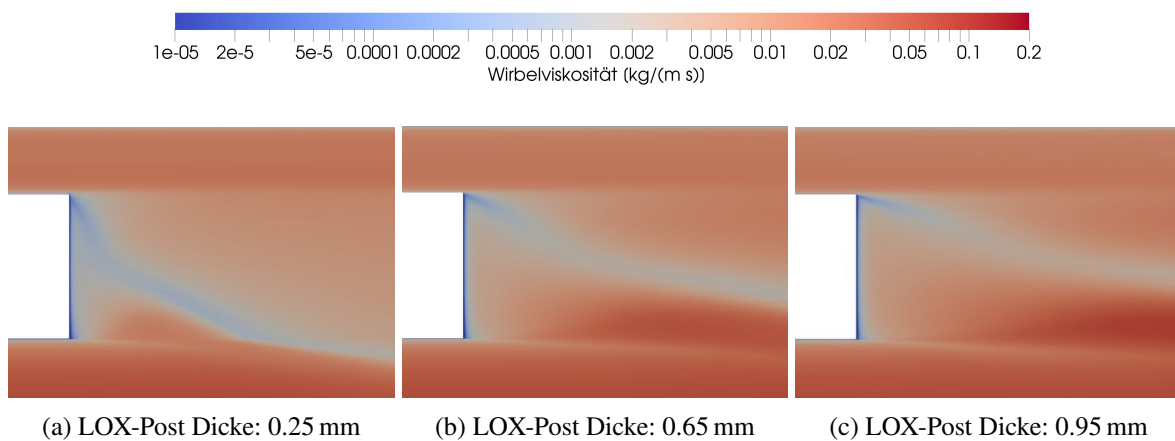


Abbildung 9.10: Wirbelviskosität (logarithmische Werte) am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke.

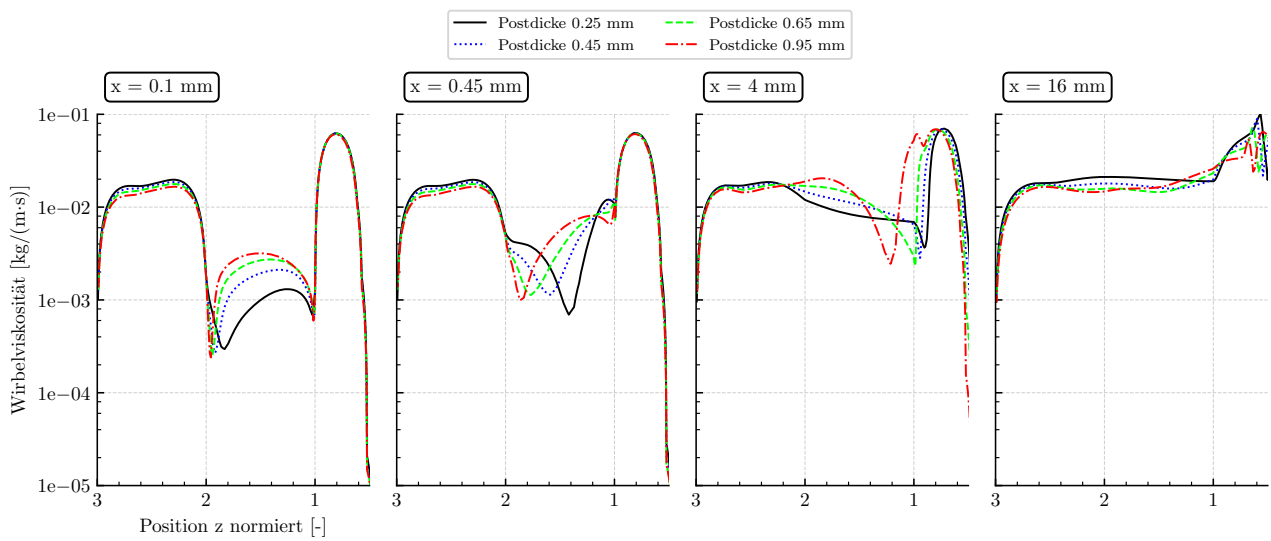


Abbildung 9.11: Logarithmierte Wirbelviskosität über die normierte radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

Abbildung 9.12 zeigt den Mischungsbruch der Strömung am LOX-Post. Bei dünnem LOX-Post tritt der Methanmassenstrom früher in Kontakt mit dem Sauerstoffmassenstrom als bei dickerem LOX-Post. Mit Vergrößerung des Heißgasbereichs bei steigender LOX-Post Dicke ändert sich auch der Mischungsbruchanteil unter dem Ankerpunkt der Flamme.

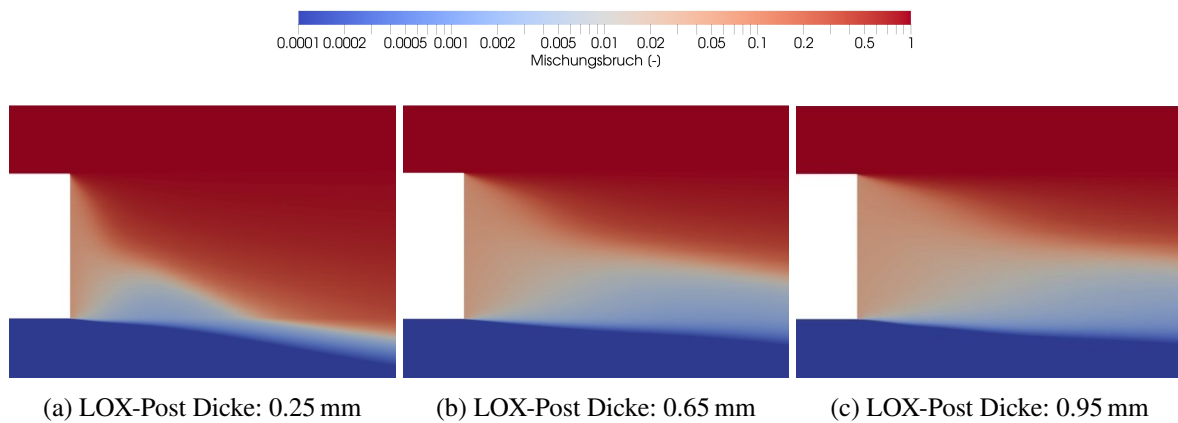


Abbildung 9.12: Mischungsbruch (logarithmische Werte) am LOX-Post tip bei Variation der LOX-Post Dicke.

Das Rückströmgebiet nach dem LOX-Post ist in Grafik 9.13 dargestellt. Dabei werden die Verwirbelungen an den Postdicken 0.25 mm und 0.95 mm betrachtet. Die Skalierung des Rückströmgebiets ändert sich mit der Variation der Postdicke. Die charakteristische Strömungsform ist optisch nicht zu unterscheiden. Weiter zeigt Grafik 9.14 die Positionen des Wirbelzentrums in tatsächlichen und normierten Koordinaten (normiert zur Postdicke). Der Ursprung der Bemaßungen liegt an der unteren Ecke des Posts (siehe auch Abbildung 9.13). Zunächst werden die absoluten Positionen der Verwirbelung betrachtet. Dabei entfernt sich das Wirbelzentrum mit zunehmender LOX-Post Dicke von der Wand und steigt in  $z$ -Richtung an. Die normierten Koordinaten zeigen ein nahezu konstant bleibendes Wirbelzentrum in Relation zur Postdicke. Lediglich die Simulationen mit einer Postdicke von

0.25 mm und 0.95 mm weisen etwas größere Abweichungen der normierten  $x$ -Koordinate auf, was auf die Netzauflösung der Grenzschicht und die Änderung der effektiv durchströmten Querschnittsfläche zurückzuführen ist.

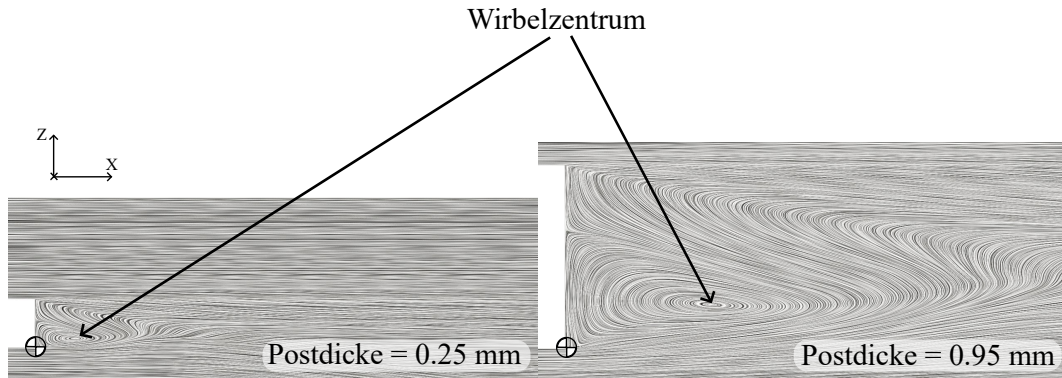


Abbildung 9.13: Wirbelzentrum des Rückströmgebiets bei den LOX-Post Dicken 0.25 mm und 0.95 mm. Der Ursprung für die Bemaßung des Wirbelzentrums liegt an der unteren Ecke des LOX-Posts.

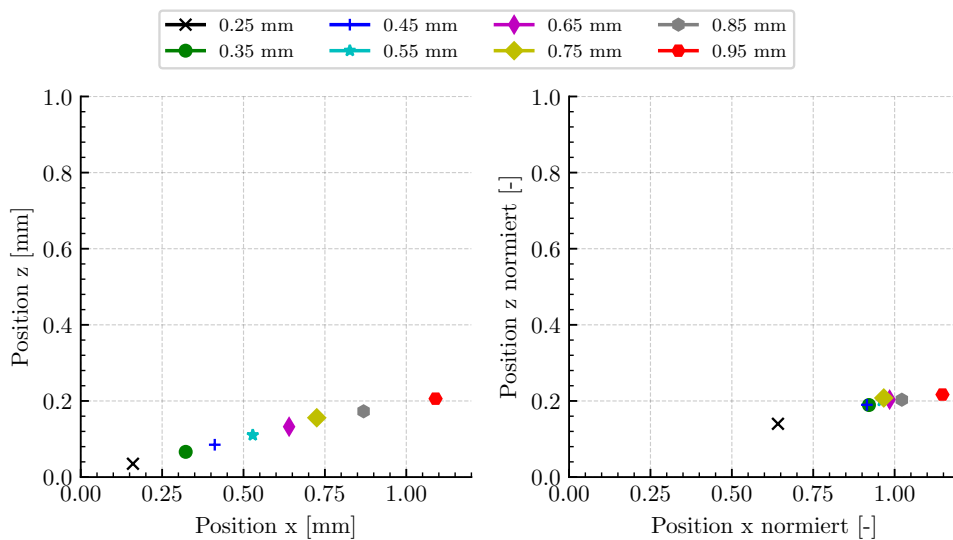


Abbildung 9.14: Koordinaten des Wirbelzentrums des Rückströmgebiets nach dem LOX-Post. Darstellung der realen und normierten Koordinaten des Wirbelzentrums (normiert zur LOX-Post Dicke).

## 9.2 Einfluss auf den Wärmestrom am LOX-Post

Um die Wärmeströme und Wärmestromdichten am LOX-Post zu ermitteln, wird eine weitere Simulationsreihe mit angepassten Randbedingungen durchgeführt. Dabei wird am LOX-Post tip ein *thermal reservoir* mit 475 K Wandtemperatur und einer Wärmeleitfähigkeit von  $300 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$  aufgeprägt. Abbildung 9.15 zeigt den Wärmestrom und die Wärmestromdichte bei veränderter LOX-Post Dicke. Der Anstieg des Wärmestroms verläuft mit der Zunahme der LOX-Post Dicke linear. Dabei sinkt die

durchschnittliche Wärmestromdichte in einer flacher werdenden Kurve ab. Bei geringer Postdicke ist das Material den größten Wärmestromdichten ausgesetzt.

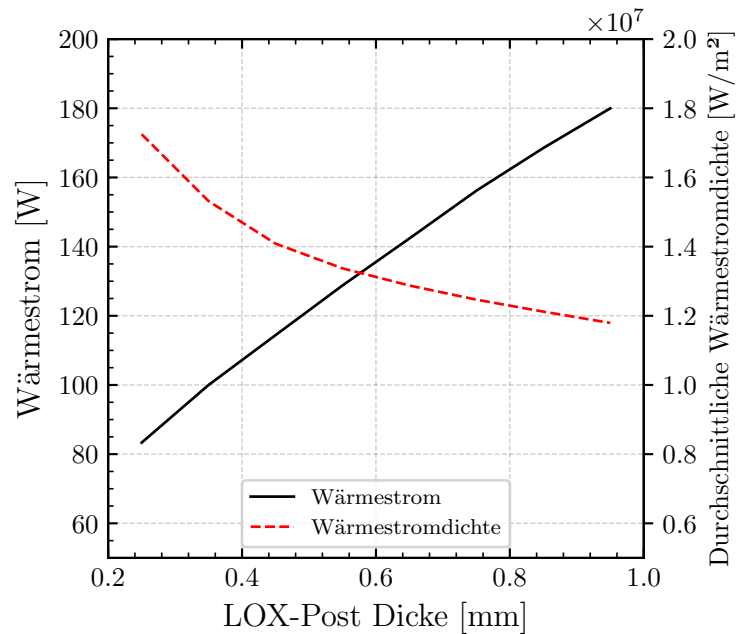


Abbildung 9.15: Wärmeströme und Wärmestromdichten bei unterschiedlichen LOX-Post Dicken.

### 9.3 Fazit

Abschließend kann festgehalten werden, dass eine Verringerung der LOX-Post Dicke vor allem im hinteren Simulationsraum eine Erhöhung der turbulenten Intensität bewirkt, da beide Massenströme früher aufeinandertreffen. Das frühere Aufeinandertreffen beider Massenströme bewirkt ein Einengen und eine Verschiebung der Flamme. Dies ist begleitet von einer höheren Austrittsgeschwindigkeit und einem Anstieg der Varianz des Mischungsbruchs im hinteren Strömungsfeld. Ebenso erhöht ein dickerer LOX-Post die turbulenzbedingte Viskosität in Wandnähe. Mit zunehmender Postdicke ändert sich die Skalierung des Rückströmgebiets in Postnähe und die Wirbel werden größer. Die Strömungsform bleibt mit der Variation der LOX-Post Dicke erhalten. Bei einem dünnen LOX-Post verringert sich der absolute Wärmestrom. Aufgrund der geringeren LOX-Post tip Fläche erhöht sich dabei die Wärmestromdichte.

## 10 Untersuchung druckangepasster Flamelettabellen

Im Rahmen dieser Untersuchung werden verschiedene Flamelettabellen genutzt, die bei unterschiedlichen Druckniveaus erstellt sind.

**Zieldefinition:** Untersuchung der Auswirkungen von druckangepassten Flamelettabellen auf die Simulationsergebnisse.

**Simulationsparameter:** Der LOX-Post tip wird als *thermal reservoir* mit 475 K angenommen. Alle übrigen Wände sind adiabatisch. Die Flamelettabellen sind bei unterschiedlichen Drücken erstellt worden. Dabei wurde Tabelle 1 bei 62.5 bar, Tabelle 2 bei 100 bar, Tabelle 3 bei 150 bar und Tabelle 4 bei 200 bar erstellt. Nachfolgend werden die Simulationsergebnisse von Tabelle 1 und Tabelle 4 verglichen, da dabei die größten Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen auftreten.

Grafik 10.1 zeigt die axialen Geschwindigkeiten für 62.5 bar und 200 bar. Die Geschwindigkeitskurven weisen bei einem Druck von 62.5 bar eine gute Übereinstimmung auf. Bei einem Simulationsdruck von 200 bar sind Unterschiede vor allem im Bereich der Flamme und bei hohen Geschwindigkeiten erkennbar.

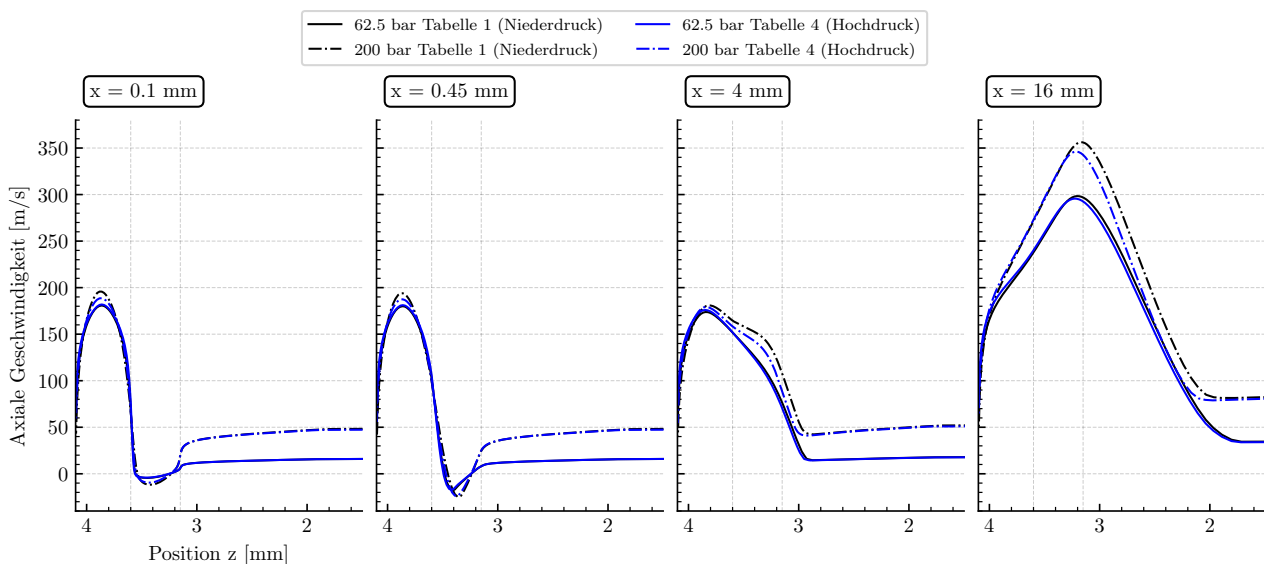


Abbildung 10.1: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung z mit Variation der Flamelettabellen (Tabelle 1 und Tabelle 4) bei 62.5 bar und 200 bar Brennkammerdruck.

Weiter ist die Dichteverteilung in Abbildung 10.2 visualisiert. Dabei sind vor allem Unterschiede der Flamelettabellen im hinteren Simulationsgebiet bei hohen Dichtegradienten festzustellen.

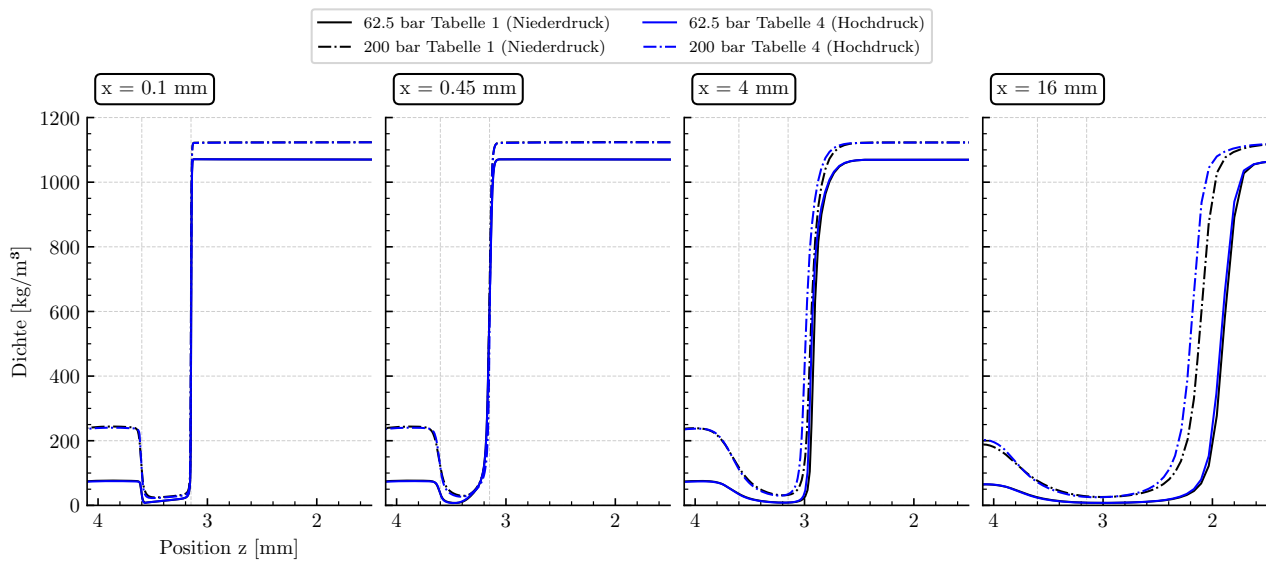


Abbildung 10.2: Dichte über die radiale Richtung  $z$  an ausgewählten axialen Positionen. Variation der Flamelettabellen (Tabelle 1 und Tabelle 4) bei 62.5 bar und 200 bar Brennkammerdruck.

In Abbildung 10.3 ist die Temperaturverteilung im Simulationsraum dargestellt. Bei  $x = 0.1 \text{ mm}$  sind Unterschiede hinsichtlich der maximalen Temperatur zwischen 62.5 bar und 200 bar zu erkennen. Dabei sind die Abweichungen in hohen Druckbereichen größer als in niedrigeren Druckbereichen. Position  $x = 0.45 \text{ mm}$  zeigt Unterschiede der Höhe und Lage des Maximums. Im hinteren Simulationsbereich besitzen beide Flamelettabellen auf beiden Druckniveaus vergleichbare Abweichungen.

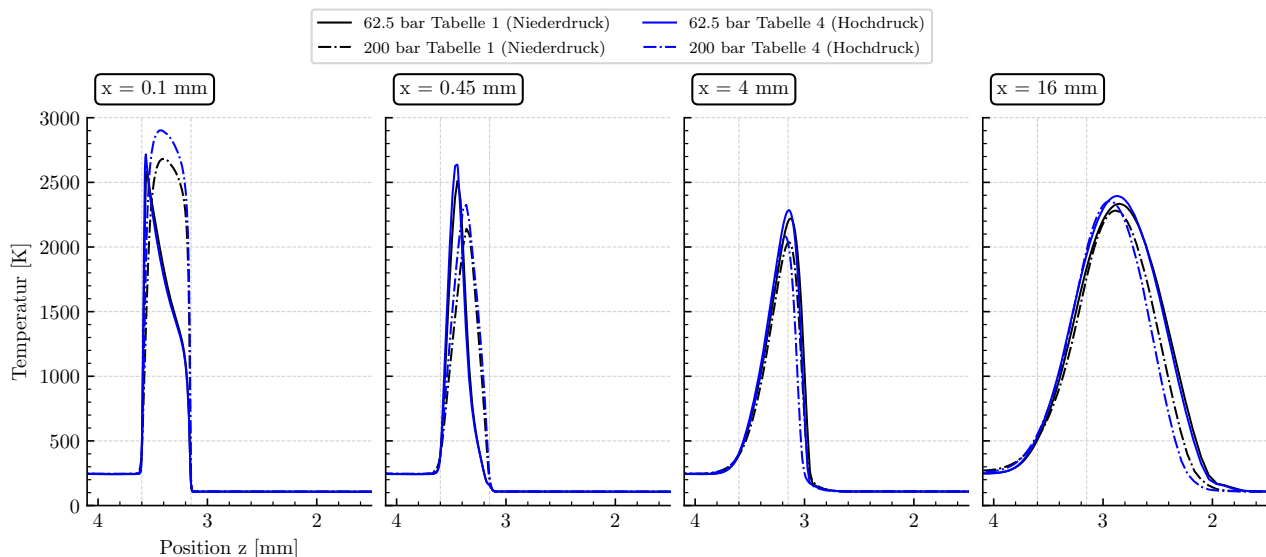


Abbildung 10.3: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Flamelettabellen (Tabelle 1 und Tabelle 4) bei 62.5 bar und 200 bar Brennkammerdruck.

Abbildung 10.4 zeigt die Varianz des Mischungsbruches. Bei  $x = 0.45 \text{ mm}$  treten die größten Unterschiede bei 200 bar auf, was den Bereich des Rückströmgebiets beschreibt. Bei den übrigen Auswert-

epositionen sind geringere Unterschiede feststellbar.

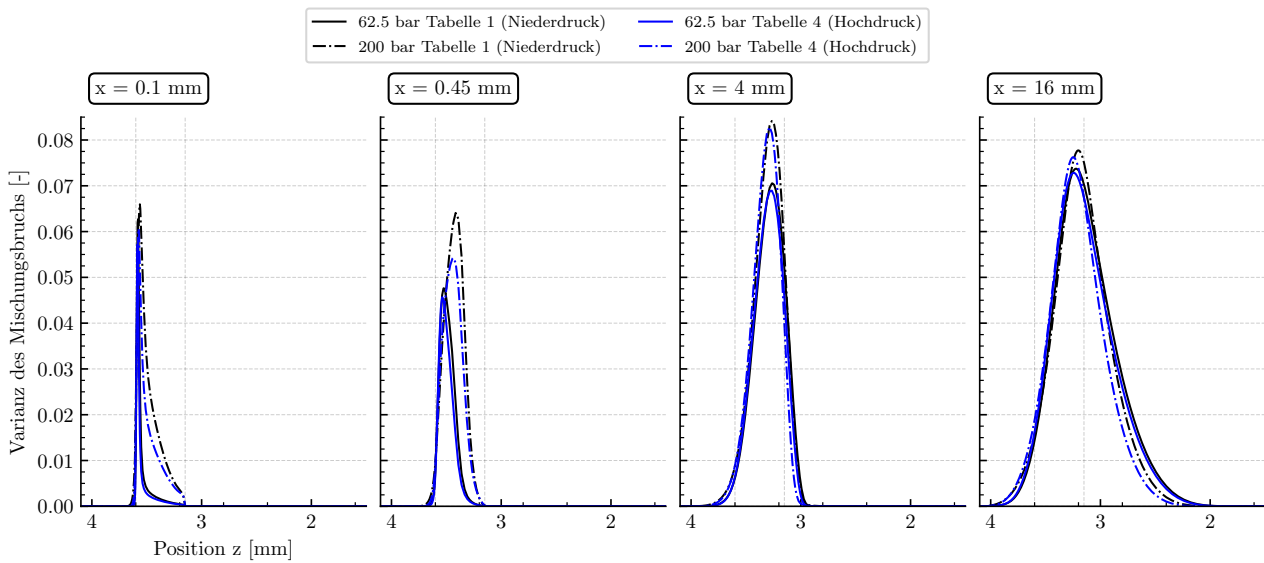


Abbildung 10.4: Varianz des Mischungsbruchs über die radiale Richtung  $z$  mit Variation der Flamelettabellen (Tabelle 1 und Tabelle 4) bei 62.5 bar und 200 bar Brennkammerdruck.

Desweiteren sind in Abbildung 10.5 die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  aufgetragen. Bei  $H_2O$  ist eine gute Übereinstimmung im niedrigen Druckbereich erkennbar. Im hohen Druckbereich lassen sich sehr deutliche Abweichungen feststellen. Die  $OH$ -Massenanteile weisen bei beiden Druckniveaus merklliche Differenzen auf.

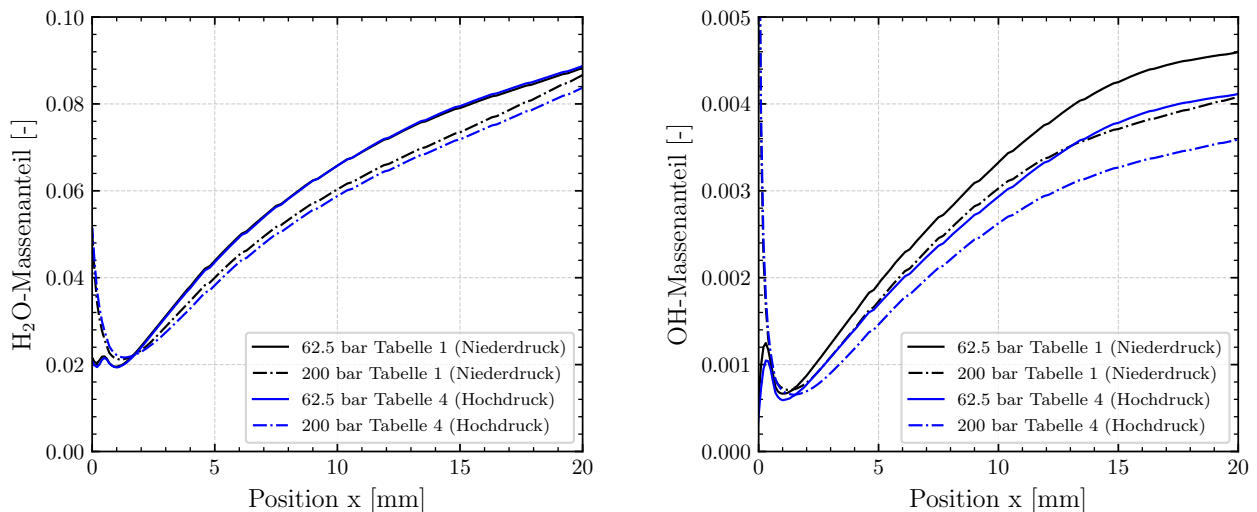


Abbildung 10.5: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  über die Hauptstromrichtung  $x$  mit Variation der Flamelettabellen (Tabelle 1 und Tabelle 4) mit 62.5 bar und 200 bar Brennkammerdruck.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass eine Flamelettable, welche bei einem bestimmten Druck

erstellt ist, a priori für diesen Simulationsdruck am besten geeignet ist. Soll allerdings eine Flamelettable für verschiedene Drücke verwendet werden, empfiehlt sich eine Flamelettable, welche bei hohen Druckniveaus erstellt ist, da diese überwiegend auch in niedrigen Druckbereichen gute Simulationsergebnisse liefert.



## 11 Variation der Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten

In dieser Untersuchung wird die Berechnung der Viskosität  $\mu$  und der Wärmeleitfähigkeit  $k$  variiert und der Einfluss auf die Simulationsergebnisse untersucht.

**Zieldefinition:** Vergleich der Simulationsergebnisse bei vortabellierter und von TAU berechneter Viskosität  $\mu$  und Wärmeleitfähigkeit  $k$ .

**Simulationsparameter:** Alle Wände werden als adiabat betrachtet. Es wird der Flamelet Transport Koeffizient deaktiviert und aktiviert, welcher die Ermittlung der laminaren Transportkoeffizienten steuert. Bei der TAU eigenen Berechnung von  $\mu$  und  $k$  werden diese Fluideigenschaften aus den Chemiedaten jeder Spezies gelesen und im Anschluss durch definierte Mischungsregeln verrechnet. Bei Aktivierung des Koeffizienten wird  $\mu$  und  $k$  direkt aus den Flameletdaten für verschiedene Mischungszustände ausgelesen.

Abbildung 11.1 vergleicht die Temperaturverteilung am LOX-Post mit Hilfe von Isothermen bei unterschiedlicher Ermittlung von  $\mu$  und  $k$ .

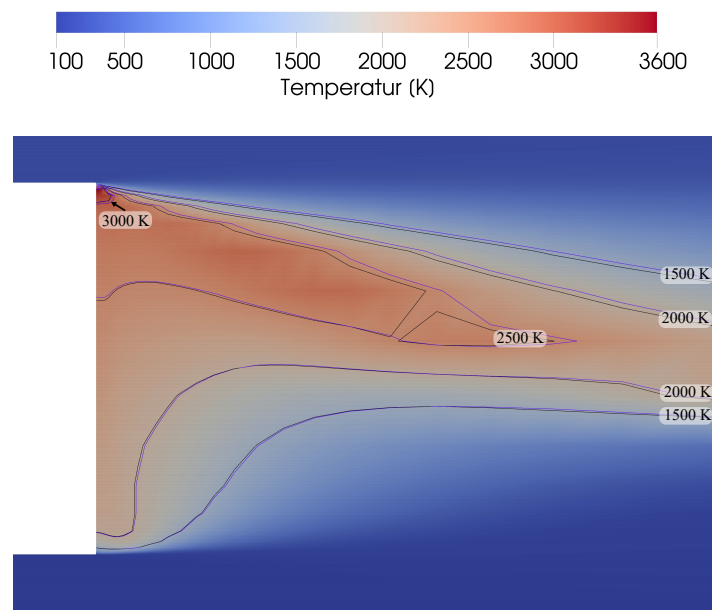


Abbildung 11.1: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit vortabellierter (blau) und von TAU berechneter (schwarz) Viskosität und Wärmeleitfähigkeit.

Bei vortabellierten Werten verschieben sich die oberen Isothermen in positive  $z$ -Richtung. Der untere Bereich der Flamme am LOX-Post bleibt unverändert und es findet keine Verschiebung der Temperaturgradienten statt.

In Grafik 11.2 sind die Temperaturprofile visualisiert. Die Temperaturen stimmen an allen Positionen gut überein. Im hinteren Simulationsbereich ist eine sehr geringe Verschiebung der Flamme in positive  $z$ -Richtung bei vortabellierten Werten festzustellen.

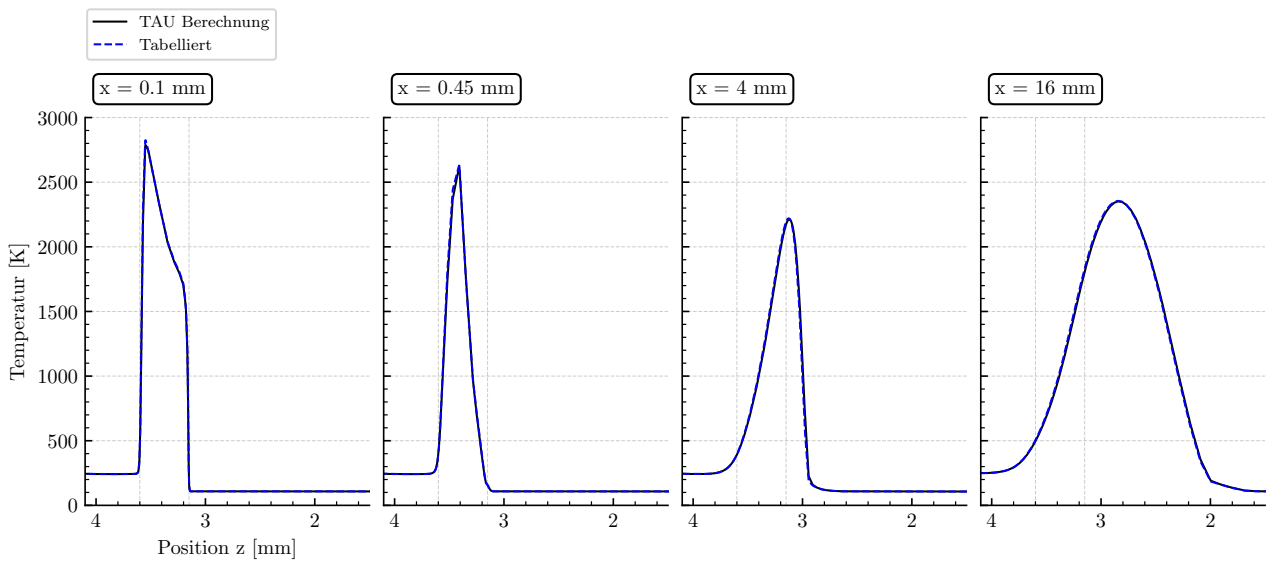


Abbildung 11.2: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  an ausgewählten axialen Positionen mit vortabellierter und von TAU berechneter Viskosität und Wärmeleitfähigkeit.

Grafik 11.3 zeigt die Dichteverteilung im Simulationsraum. Es ist dabei eine kleine Verschiebung der Dichtekurve ab  $x = 4$  mm bei vortabellierten Werten in positive  $z$ -Richtung zu erkennen.

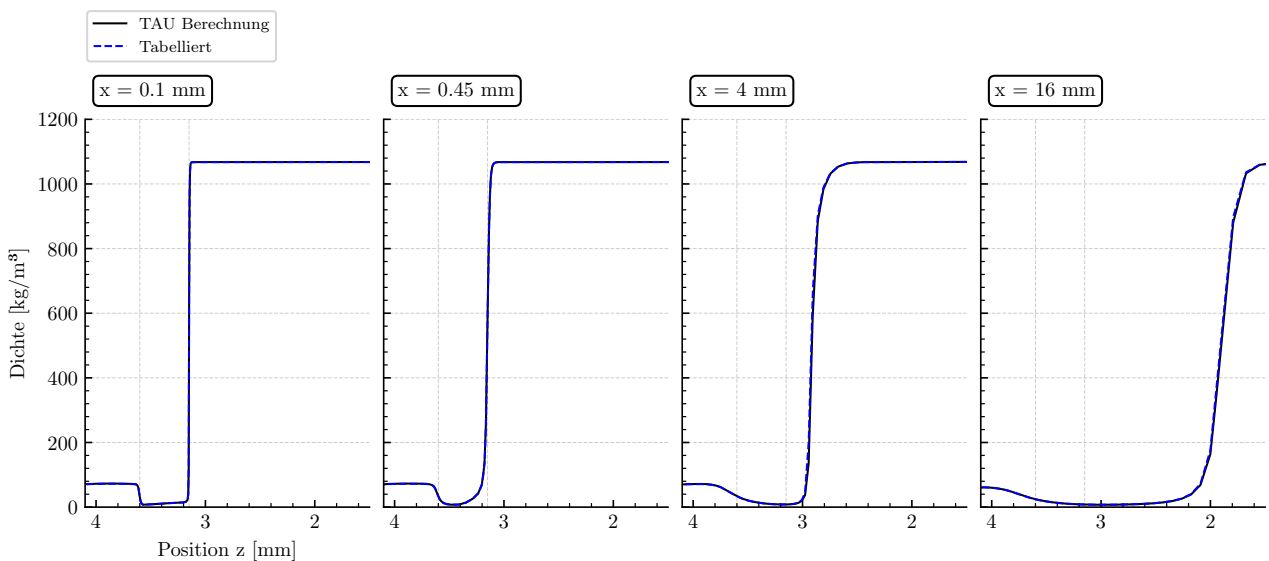


Abbildung 11.3: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit vortabellierter und von TAU berechneter Viskosität und Wärmeleitfähigkeit.

Weiter visualisiert Abbildung 11.4 die Geschwindigkeit der Strömung. Mit vortabellierten Werten ist bei  $x = 16$  mm eine geringe Verschiebung der Kurve in positive  $z$ -Richtung erkennbar. Ebenso führt dies zu einer leichten Absenkung der maximalen Geschwindigkeit.

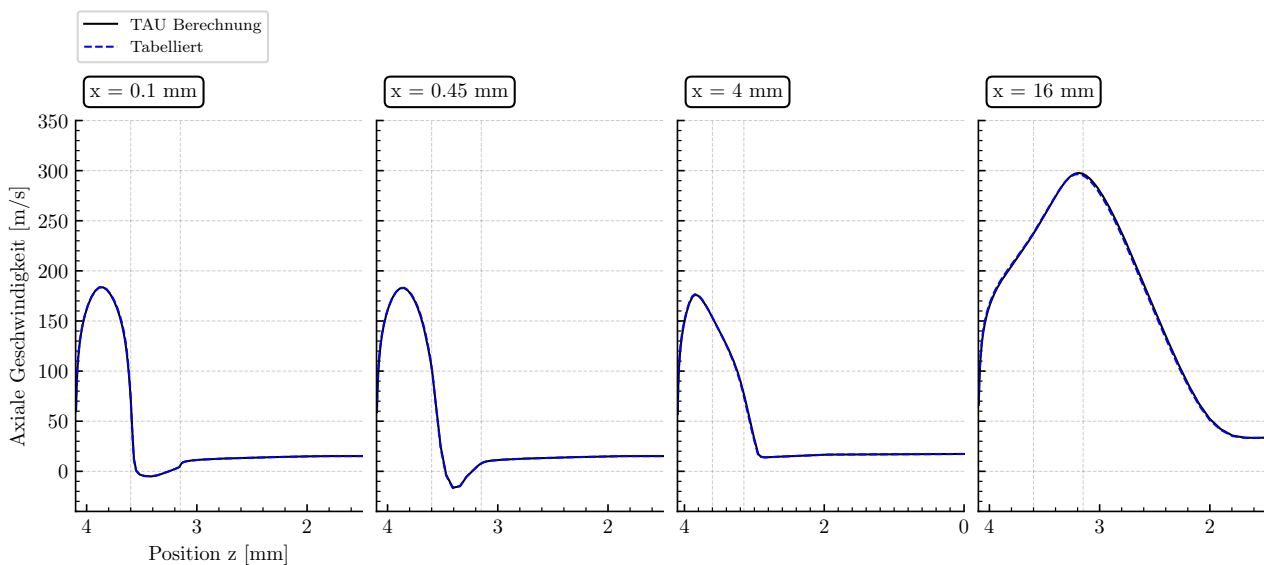


Abbildung 11.4: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  mit vortabellierter und von TAU berechneter Viskosität und Wärmeleitfähigkeit.

Abbildung 11.5 zeigt die Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$ . Dabei ist ein leicht unregelmäßiger Kurvenverlauf bei von TAU berechneten Werten im mittleren Strömungsbereich zu erkennen. Die Kurve mit berechneten Werten schwankt leicht um einen gemittelten Kurvenverlauf. Der mittlere Kurvenverlauf entspricht dabei dem Kurvenverlauf bei tabellierten Werten. Im hinteren Simulationsbereich sind keine Schwankungen festzustellen. Der Massenanteil  $H_2O$  und  $OH$  ist ab Position  $x \geq 12$  mm mit berechneten Werten leicht niedriger.

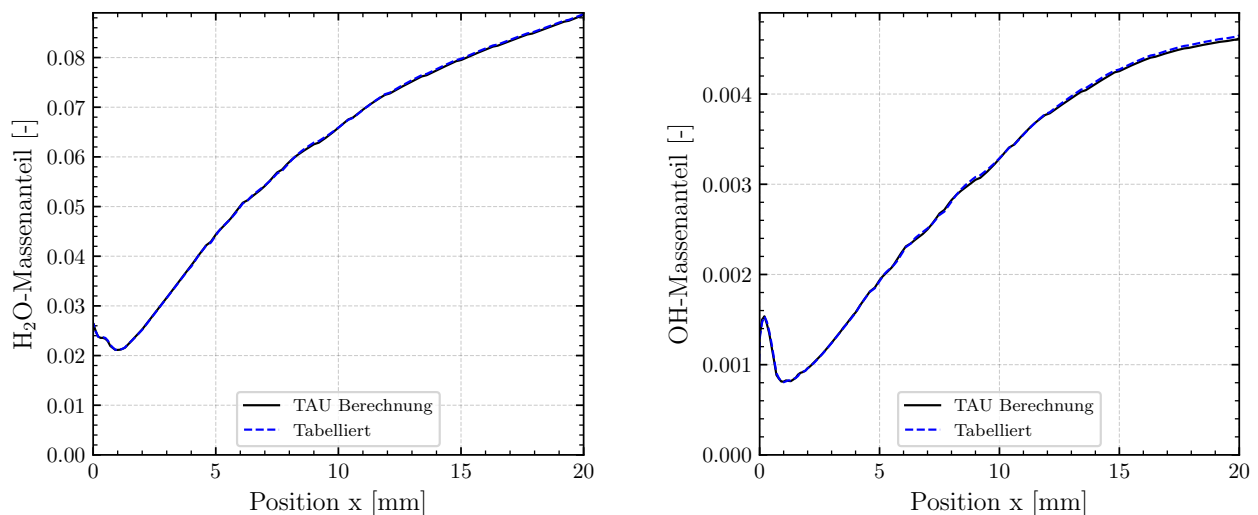


Abbildung 11.5: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $H_2O$  und  $OH$  über die Hauptstromrichtung  $x$  mit vortabellierter und von TAU berechneter Viskosität und Wärmeleitfähigkeit.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Veränderung der Ermittlung von  $\mu$  und  $k$  nur sehr geringe Einflüsse auf die Simulationsergebnisse hat. Aufgrund der Steigerung der Simulationsdauer

er von 52 % (Rechenzeit für 100 000 Iterationen mit vortabellierten Daten 1 h 45 min und von TAU berechneten Daten 2 h 40 min) mit berechneten Werten, sollten die tabellierten Daten genutzt werden.

## 12 Zusammenfassung / Summary

Das Ziel dieser Arbeit besteht in der numerischen Untersuchung des Einflusses von Randbedingungen auf die injektornahe  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  Flamme. Dabei wird der DLR Strömungslöser TAU genutzt, um 2D RANS Simulationen einer abgeleiteten HF-10 Koaxialinjektorgeometrie durchzuführen. Die Simulationen verwenden den reduzierten Reaktionsmechanismus von Zhukov und Kong, wobei  $\text{CH}_4$  und  $\text{O}_2$  als Realgase betrachtet werden. Als Turbulenzmodell wird ein *2 layer  $k - \epsilon$*  Modell verwendet und die Flamme wird mit Hilfe des Flamelet-Verbrennungsmodells simuliert. Als Referenzfall dient eine Simulation mit einem Brennkammerdruck von 60 bar und einer Methantemperatur von 249 K sowie einer Sauerstofftemperatur von 107 K. Der erste Schritt umfasst Netzstudien sowie eine Untersuchung der Injektorgeometrie. Hauptziele dieser Arbeit sind die Variation des Brennkammerdrucks, die Variation der Massenströme, die Bilanzierung der Wärmeströme, die Variation der Injektordicke, die Untersuchung druckangepasster Flamelettabellen sowie die Variation der Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten. Nachfolgende Punkte fassen die Erkenntnisse der einzelnen Untersuchungen zusammen:

- In Kapitel 5 werden die Netzeinstellungen am LOX-Post quer und längs zur Hauptströmungsrichtung untersucht. Die Netzauflösung quer zur Hauptströmungsrichtung hat einen deutlichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Netzunabhängigkeit wird ab einer Knotenanzahl von 40 erreicht. Spielen detaillierte Simulationsergebnisse am LOX-Post keine Rolle, kann die Knotenanzahl bis auf 20 Knoten reduziert werden. Die Streckung und Stauchung des Netzes in Hauptströmungsrichtung  $x$  hat kaum einen Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Zur Erzielung einer guten Wandauflösung wird ein Knotenabstand von 0.003 mm gewählt.
- In Kapitel 6 werden die notwendigen Einlauflängen der Injektorgeometrie zur Erzielung turbulenter Geschwindigkeitsprofile ermittelt. Da sich bereits bei kurzen Einläufen Turbulenz in der Nähe der Wände einstellt, ist es nicht notwendig mit einem vollständig ausgeprägten Strömungsprofil zu simulieren. Der Methanmassenstrom zeigt bei 249 K und 20 mm Einlauflänge ein vollständig ausgeprägtes Turbulenzprofil. Für den Sauerstoffmassenstrom, bei 107 K Fluidtemperatur, liegt die Einlauflänge für ein vollständig ausgeprägtes turbulentes Geschwindigkeitsprofil bei  $> 250$  mm. Ab 100 mm LOX-Einlauflänge sind keine Unterschiede in den Simulationsergebnissen zum voll ausgeprägten Turbulenzprofil feststellbar.
- In Kapitel 7 wird zunächst der Druckeinfluss am Injektor bei konstanten Massenströmen untersucht. Dabei ist das Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis der primär beeinflussende Faktor und hat einen größeren Einfluss auf die Simulationsergebnisse als die Veränderung des Kammerdrucks. Die Turbulenz nimmt im gesamten Simulationsraum mit steigendem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis zu. Kontraintuitiv ist die Abnahme der Turbulenz und die gleichzeitige Erhöhung der Temperatur am LOX-Post tip. Mit zusätzlicher Anpassung der Massenströme beeinflussen neben dem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis weitere Effekte die Simulationsergebnisse. Mit zunehmender Druckerhöhung sinken die Geschwindigkeitsverhältnisse und die Massenströme werden der primär beeinflussende Faktor. Durch die zusätzliche Anpassung der Massenströme ist mit steigendem Druck fast im gesamten Simulationsraum ein kontinuierlicher Anstieg der turbulenten kinetischen Energie feststellbar. Die Strömungsform am LOX-Post ergibt sich aus dem Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnis. Die Strömungsgeschwindigkeit im Rückströmgebiet wird maßgebend durch die Strömungsgeschwindigkeit des Sauerstoffs beeinflusst. Bei einer reinen Druckanpassung ist ein linearer Anstieg des Wärmestroms am LOX-Post tip zu erkennen. Eine zusätz-

liche lineare Massenstromanpassung führt zu einem schnelleren Anstieg des Wärmestroms. Beide Simulationsreihen der Druckanpassung weisen vergleichbare Impulsfluss- und Geschwindigkeitsverhältnisse auf. Der Unterschied zwischen den Simulationsreihen zeigt, dass diese Kennzahlen nicht ausreichend sind, um eine Strömung am Injektor zu charakterisieren.

- In Kapitel 8 werden die thermischen Randbedingungen am LOX-Post untersucht. Die Temperatur am LOX-Post tip hat einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Bei einer Temperatur am LOX-Post tip von 475 K stellt sich ein Wärmestrom von 100 W ein. Die Randbedingung *thermal reservoir* ist zur Vermeidung von numerischen Problemen zu wählen. Weiter zeigt sich, dass vor allem thermische Randbedingungen am Methanstrom Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben. Die Wahl des Injektormaterials beeinflusst das thermische Verhalten der Fluide in Wandnähe und bestimmt wie schnell sich Wandtemperatur und Fluidtemperatur angleichen. Aufgrund des geringen Wärmestroms des LOX-Post tips ist dessen Effekt auf den Methan- und LOX Massenstrom vernachlässigbar. Wenn über die Randbedingungen Wärme in die Massenströme geleitet wird, ist besonders auf die Fluideffekte der Methanseite zu achten. Die Simulationsergebnisse sind dabei sensitiver gegenüber thermischen Randbedingungen, als bei vergleichbaren Wärmeströmen auf der Sauerstoffseite. Für zukünftige Simulationen werden adiabate Randbedingungen an den Einläufen und ein *thermal reservoir* am LOX-Post tip empfohlen.
- In Kapitel 9 wird der Einfluss der LOX-Post Dicke untersucht. Bei einer Verringerung der LOX-Post Dicke erhöht sich die turbulente Intensität vor allem im hinteren Simulationsraum. Das frühere Treffen beider Massenströme bewirkt ein Einengen und eine gezwungene Verschiebung der Flamme. Ebenso erhöht sich bei dünnerem LOX-Post die Austrittsgeschwindigkeit und bewirkt einen Anstieg der Varianz des Mischungsbruchs im hinteren Simulationsraum. Das Rückströmgebiet skaliert mit der Postdicke und die Wirbel werden bei zunehmender LOX-Post Dicke größer. Die charakteristische Strömungsform bleibt dabei erhalten. Mit dünnerem LOX-Post steigt die Wärmestromdichte und die damit verbundene thermische Belastung des LOX-Post tips deutlich an.
- In Kapitel 10 werden die Auswirkungen von druckangepassten Flamelettabellen auf die Simulationsergebnisse untersucht. Flamelettabellen, die bei hohen Drücke erzeugt wurden, erzielen gute Simulationsergebnisse in breiten Druckbereichen.
- Im Rahmen von Kapitel 11 wird die Berechnung der laminaren Transportkoeffizienten variiert. Dabei werden vortabellierte und von TAU berechnete Viskositäten und Wärmeleitfähigkeiten genutzt. Bei eigen berechneten Werten erhöht sich die Rechenzeit um 52 %. Dabei sind lediglich sehr geringe Unterschiede in den Simulationsergebnissen feststellbar.

The main goal of this thesis is the numerical investigation of the  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  flame near the injector. The DLR flow solver TAU is used to perform 2D RANS simulations of a derived HF-10 coaxial injector geometry. Chemical reactions are simulated with a flamelet combustion model by use of the reduced reaction mechanism of Zhukov and Kong. Methane and oxygen are treated as real gases species. A  $2\text{layerk}-\epsilon$  model is used as the turbulence model. The reference case is a simulation with a combustion chamber pressure of 60 bar, a methane temperature of 249 K and an oxygen temperature of 107 K. As a first step, mesh studies and an investigation of the injector geometry are carried out. The main goals of this work are the variation of the combustion chamber pressure, the variation of the mass flows, the balancing of the heat flows, the variation of the injector thickness, the investigation of the flamelet tables and the variation of the calculation of the laminar transport coefficients. Next, the findings of the individual studies are summarised below:

- In chapter 5, the computational mesh is examined transversely and longitudinally to the main flow direction. The grid resolution across to the main flow direction has a significant influence on the simulation results. Mesh independence is achieved by 40 nodes. When detailed simulation results at the LOX post are not important, the number of nodes can be reduced to 20. The stretching and compression of the mesh in main flow direction  $x$  has almost no influence on the simulation results. For a good wall resolution, a spacing of 0.003 mm is used.
- In chapter 6, the necessary inlet lengths of the injector geometry are determined to achieve turbulent velocity profiles. Turbulence already occurs near the walls and it is therefore not necessary to simulate with a fully developed velocity flow profile. The methane mass flow shows a complete turbulence profile at 249 K and 20 mm inlet length. At a liquid temperature of 107 K, the oxygen mass flow requires an inlet length of  $> 250$  mm, but from 100 mm LOX inlet length no more differences in the simulation results can be determined.
- In chapter 7 the influences of the variation of combustion chamber pressure are analysed. The change in momentum flux ratio and velocity ratio has a stronger influence on the simulation results than a change of chamber pressure. It can be seen that the intensity of turbulence increases in the entire simulation space with increasing momentum flux ratio. Counterintuitive is the decrease in turbulence and the simultaneous increase in temperature at the LOX post tip. With additional adjustment of the mass flows, other effects besides the momentum flux and velocity ratio influence the simulation results. As the pressure increases, the velocity ratio decreases and the mass flows become the primary influencing factor. Due to the adjustment of the mass flows, a continuous increase in turbulent kinetic energy can be observed with increasing pressure in almost the entire simulation space. The flow profile at the LOX post results from the momentum flux and velocity ratio. It can be seen that the flow velocity in the return flow area is significantly influenced by the flow velocity of the oxygen. With a pure pressure adjustment, a linear increase in the heat flow at the LOX post tip can be recognised. An additional linear mass flow adjustment leads to a faster increase in the heat flow. Both simulation studies show comparable momentum flux and velocity ratios. It turns out that these parameters are insufficient to characterise a flow at the injector.
- The thermal boundary conditions at the LOX post are analysed in chapter 8. The temperature at the LOX post tip has a negligible influence on the simulation results. At a temperature of 475 K at the LOX post tip, a heat flow of 100 W can be determined. Furthermore, a thermal reservoir boundary condition should be selected to avoid numerical problems. It can also be shown that thermal boundary conditions on the methane flow have a significant influence on the simulation

results. The choice of injector material influences the thermal behaviour of the fluids near the wall and determines how quickly the wall temperature and fluid temperature equalise. The heat flow of the LOX post has a negligible influence on the mass flows. If heat is injected into the mass flows via the boundary conditions, particular attention must be paid to the fluid effects on the methane side, as the simulation results are more sensitive to thermal boundary conditions. For future simulations, adiabatic boundary conditions at the inlets and a *thermal reservoir* at the LOX post tip are recommended.

- In chapter 9 the influence of the LOX post thickness is analysed. If the LOX post thickness is reduced, the turbulent intensity increases, especially in the rear simulation space. With thinner LOX post, the flame is constricted and shifted under the influence of the mass flows. Similarly, the thinner LOX post increases the exit velocity and causes an increase in the variance of mixture fraction in the rear simulation space. The return flow area scales with the post thickness and the eddies become larger as the LOX post thickness increases. With thinner LOX post, the heat flux density increases significantly.
- The effects of pressure-adjusted flamelet tables on the simulation results are analysed in chapter 10. With flamelet tables generated at high pressures, good simulation results can be achieved over a wide pressure range.
- The calculation of the laminar transport coefficients is varied in Chapter 11. Pre-tabulated and calculated values of viscosity and thermal conductivity are used. Only very small differences can be determined, but the calculation time increases by 52 % for calculated values.



## 13 Ausblick

Diese Arbeit ist ein erster Schritt die Unsicherheiten der Parametereinflüsse auf die  $\text{CH}_4\text{-O}_2$  Flamme am Injektor zu untersuchen. Dabei lassen sich die möglichen nachfolgenden Schritte in zwei Bereiche gliedern:

Ein möglicher nächster Schritt ist die weitere Optimierung und Anpassung der Modellierung. Kapitel 9 hat gezeigt, dass durch die Variation des Methanringspalts mit gleichbleibender Querschnittsfläche unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. Um dies zu verhindern, muss eine zusätzliche Skalierung der Grenzschicht erfolgen, um den effektiven Strömungsquerschnitt konstant zu halten. Weiter ist die Integration eines strukturgekoppelten Wärmeübertragungsmodells ein nächster möglicher Schritt, um die manuelle Temperaturaufprägung an den Wänden zu umgehen. Ebenfalls kann diese Arbeit als Vorarbeit für die Umstellung auf einen komplexeren Reaktionsmechanismus angesehen werden. Dabei ermöglicht eine Umstellung auf ein finite-rate-Verbrennungsmodell eine realistischere Abbildung der Flammenankerung und die Evaluierung komplexer Reaktionsmechanismen. Weiter sind die bisherigen Vereinfachungen der konstanten Lewis- und Schmidt-Zahl zu nennen. Eine Veränderung beider Kennzahlen wird Auswirkungen auf die Durchmischung, die Flammentemperatur sowie die Flammenform haben. Inwieweit diese Vereinfachungen die Simulationsergebnisse beeinflussen, könnte in einer nachfolgenden Parameterstudie untersucht werden.

Ein weiterer möglicher Schritt ist die Erweiterung der Simulationsmatrix. Nachfolgende Punkte sind als Vorschläge für weitere Parameterstudien zu nennen:

- Variation des Mischungsverhältnisses,
- Variation der Recess Länge,
- Variation des Taperings.

## Literaturverzeichnis

- [1] A. NICOLE und L. DOREY, *REST HF-10 test case: Simulation of combustion instabilities induced by flow rate modulations with diffuse interface modelling*. DOI: 10.13009/EUCASS2022-4370.
- [2] J. C. Deeken, G. Waxenegger-Wilfing, M. Oswald und S. Schlechtriem, „LUMEN Demonstrator - Project Overview,“ in *Space Propulsion 2020+1*, 2021. Adresse: <https://elib.dlr.de/142128/>.
- [3] M. Oswald, *Raumfahrtantriebe 1*, Aachen, 26.02.2021.
- [4] V. ZHUKOV und A. KONG, *Skeletal Kinetic Mechanism of Methane Oxidation for High Pressures and Temperatures*. DOI: 10.13009/EUCASS2017-18.
- [5] A. Jones, *China's Landspace reaches orbit with methane-powered Zhuque-2 rocket*, <https://spacenews.com/chinas-landspace-reaches-orbit-with-methane-powered-zhuque-2-rocket/>, [Zugriff am 05.09.2023].
- [6] C. R. Webster, P. R. Mahaffy, S. K. Atreya u. a., „Mars atmosphere. Mars methane detection and variability at Gale crater,“ *Science (New York, N.Y.)*, Jg. 347, Nr. 6220, S. 415–417, 2015. DOI: 10.1126/science.1261713.
- [7] G. P. Sutton und O. Biblarz, *Rocket propulsion elements*, Ninth edition. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc, 2017, ISBN: 9781118753651.
- [8] E. Messerschmid und S. Fasoulas, *Raumfahrtssysteme*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, ISBN: 978-3-662-49637-4. DOI: 10.1007/978-3-662-49638-1.
- [9] *RS-25 schematic*, [https://en.wikipedia.org/wiki/RS-25#/media/File:Ssme\\_schematic\\_\(updated\).svg](https://en.wikipedia.org/wiki/RS-25#/media/File:Ssme_schematic_(updated).svg), [Zugriff am 21.11.2023].
- [10] Daniel Zell, „Untersuchung des Phasengleichgewichts und der Oberflächenspannung in binären Gemischen,“ Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule, Aachen, 2006.
- [11] S. Fechter, T. Horchler, S. Karl und K. Hannemann, *Investigation of RANS turbulence models for cryogenic rocket combustion chambers*. DOI: 10.13009/EUCASS2019-311.
- [12] T. Horchler, S. Fechter, S. Karl und K. Hannemann, „A Timescale-Augmented Spalart-Allmaras Turbulence Model for Flamelet Combustion Applications,“ in *8th European Conference for Aeronautics and Aerospace Sciences (EUCASS)*, 2019. Adresse: <https://elib.dlr.de/128332/>.
- [13] D. Schwamborn, T. Gerhold und R. Heinrich, „THE DLR TAU-CODE: RECENT APPLICATIONS IN RESEARCH AND INDUSTRY,“ in *ECCOMAS CFD 2006 CONFERENCE*, 2006. Adresse: <https://elib.dlr.de/22421/>.
- [14] T. Horchler, „Skalenauflösende Simulation der Flammen-Akustik-Wechselwirkung bei resonanter und nicht-resonanter Anregung in einer Experimental-Raketenbrennkammer,“ Diss., Universitätsbibliothek Gießen, 2022. DOI: 10.22029/JLUPUB-9226.
- [15] J. C. LASHERAS, E. VILLERMAUX und E. J. HOPFINGER, „Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet,“ *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 357, S. 351–379, 1998, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112097008070.
- [16] M. Oswald, *Raumfahrtantriebe 2*, Aachen, 17.09.2021.

- 
- [17] J. V. Sengers, *Thermodynamic Behavior of Fluids Near the Critical Point*, University of Maryland, Hrsg., Maryland. Adresse: <https://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.pc.37.100186.001201>.
- [18] D. Banuti, *Thermodynamic analysis and numerical modeling of supercritical injection*. DOI: 10.18419/opus-3962.
- [19] T. Poinsoot und D. Veynante, *Theoretical and numerical combustion*, 2. ed. Philadelphia, Pa.: Edwards, 2005, ISBN: 1930217102.
- [20] P. Gerlinger, *Numerische Verbrennungssimulation: Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2005, ISBN: 978-3-540-23337-4. DOI: 10.1007/978-3-540-27535-0.
- [21] H. K. Versteeg, *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*, 2. ed., [Nachdr.] Harlow: Pearson/Prentice Hall, 2007, ISBN: 9780131274983.
- [22] S.-K. Kim, H.-S. Choi und Y. Kim, „Thermodynamic modeling based on a generalized cubic equation of state for kerosene/LOx rocket combustion,“ *Combustion and Flame*, Jg. 159, Nr. 3, S. 1351–1365, 2012, ISSN: 00102180. DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.10.008.
- [23] E. W. Lemmon und R. T. Jacobsen, „Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air,“ *International Journal of Thermophysics*, Jg. 25, Nr. 1, S. 21–69, 2004, ISSN: 0195-928X. DOI: 10.1023/B:IJOT.0000022327.04529.f3.
- [24] F. Menter, „Zonal Two Equation k-w Turbulence Models For Aerodynamic Flows,“ in *23rd Fluid Dynamics 1993*. DOI: 10.2514/6.1993-2906.
- [25] T. Turányi und A. S. Tomlin, *Analysis of Kinetic Reaction Mechanisms*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2014, ISBN: 9783662445624. Adresse: <http://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-epflicht-1600572>.
- [26] L. F. Flint, „On the velocity profile for turbulent flow in a straight pipe,“ *Chemical Engineering Science*, Jg. 22, Nr. 8, S. 1127–1131, 1967, ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(67)80177-5.
- [27] F. Nasuti und M. Pizzarelli, „Pseudo-boiling and heat transfer deterioration while heating supercritical liquid rocket engine propellants,“ *The Journal of Supercritical Fluids*, Jg. 168, S. 105 066, 2021, ISSN: 08968446. DOI: 10.1016/j.supflu.2020.105066.

## Anhang

Anhang zu Kapitel 5.2	XIX
Anhang zu Kapitel 8.3	XXI
Anhang zu Kapitel 9	XXIII

### Anhang zu Kapitel 5.2

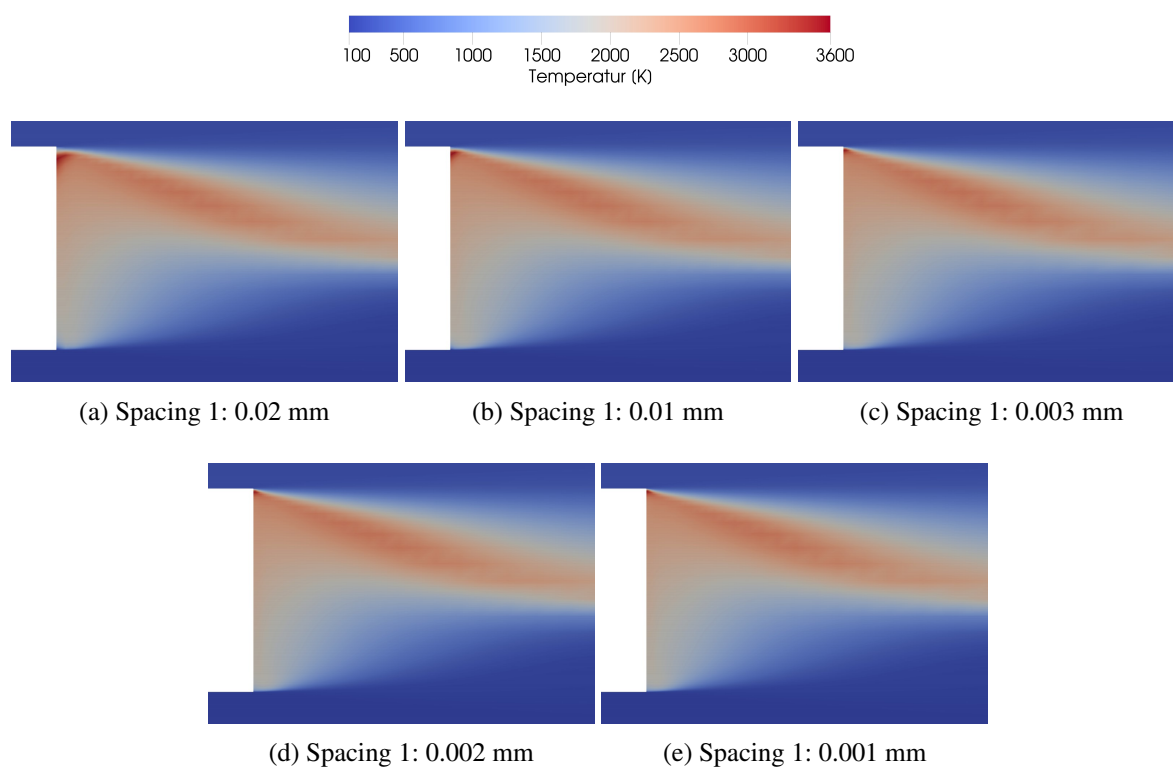


Abbildung 13.1: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Spacings in der Nähe des LOX-Posts längs zur Strömungsrichtung. Die Knotenanzahl quer zur Strömung ist konstant und beträgt 30.

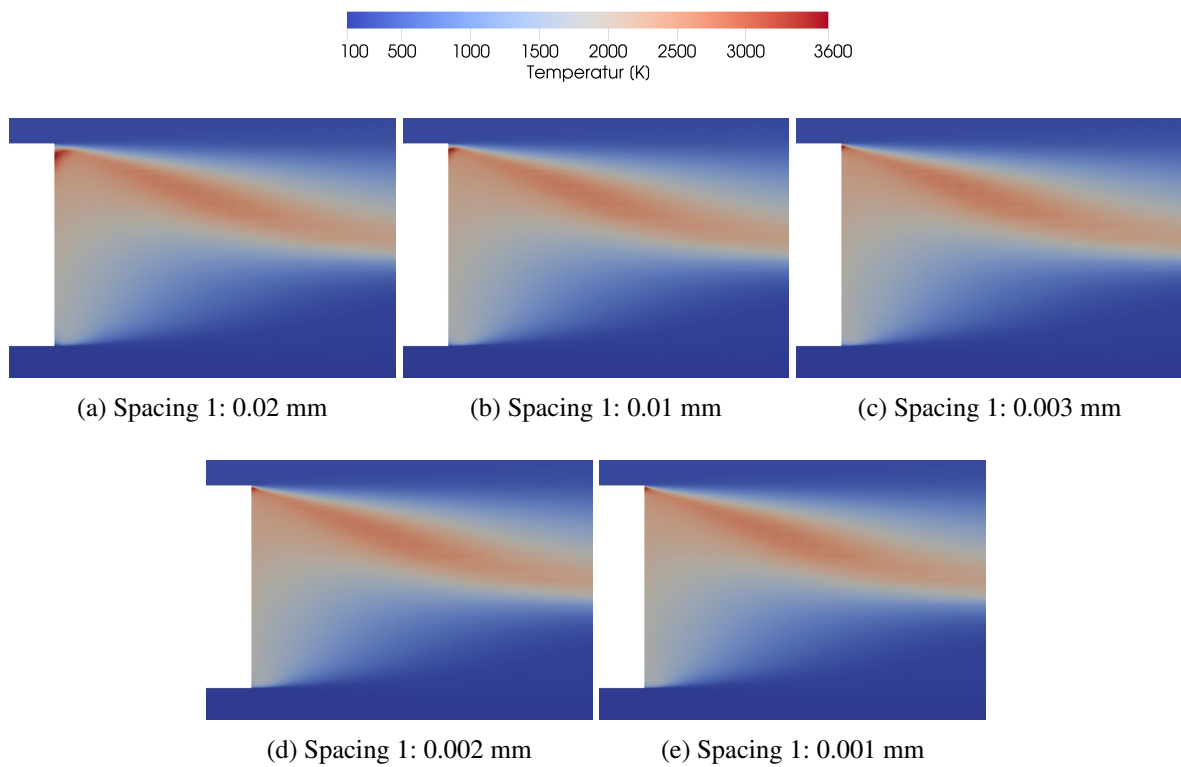


Abbildung 13.2: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Spacings in der Nähe des LOX-Posts längs zur Strömungsrichtung. Die Knotenanzahl quer zur Strömung ist konstant und beträgt 40.

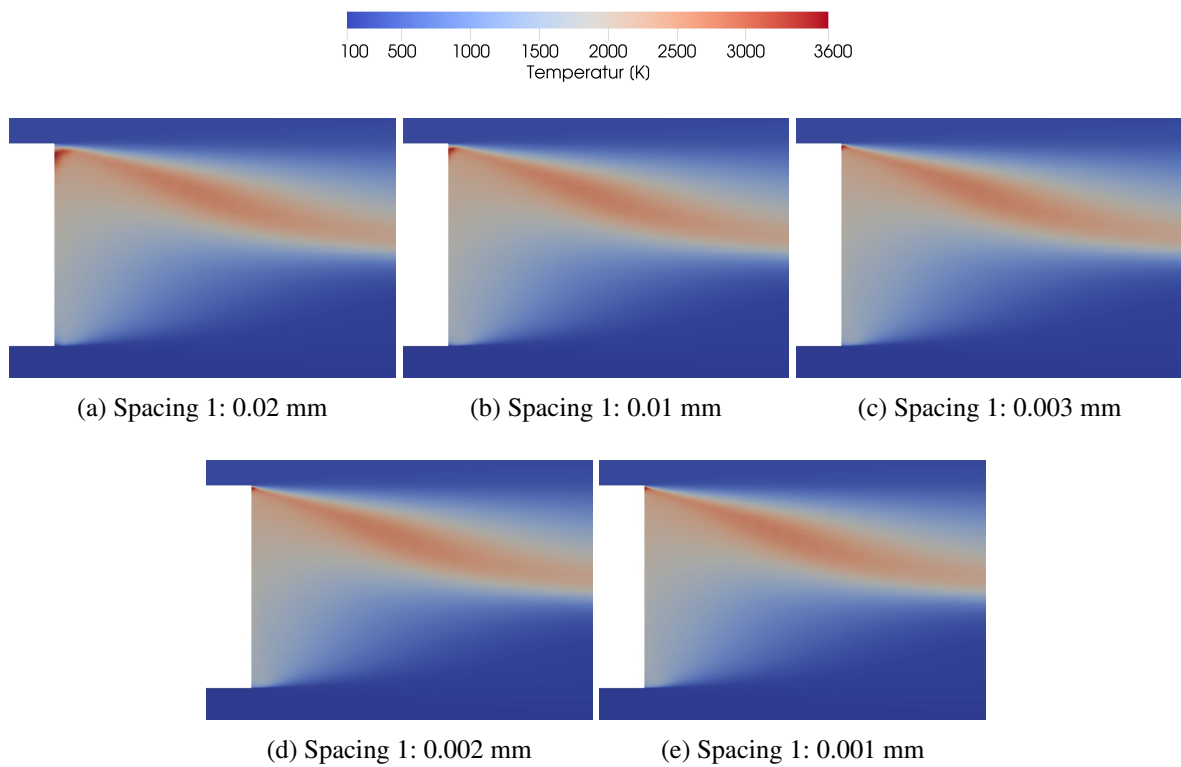


Abbildung 13.3: Temperaturfeld am LOX-Post tip mit Variation des Spacings in der Nähe des LOX-Posts längs zur Strömungsrichtung. Die Knotenanzahl quer zur Strömung ist konstant und beträgt 60.

## Anhang zu Kapitel 8.3

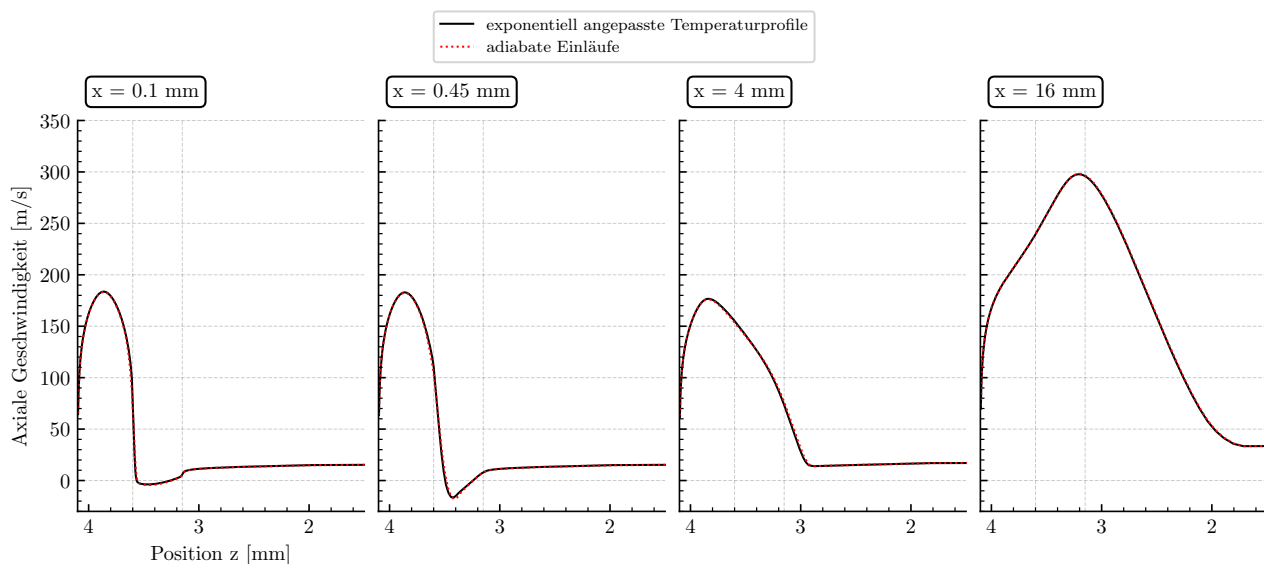


Abbildung 13.4: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  mit adiabaten Einläufen und exponentiell angepassten Temperaturprofilen.

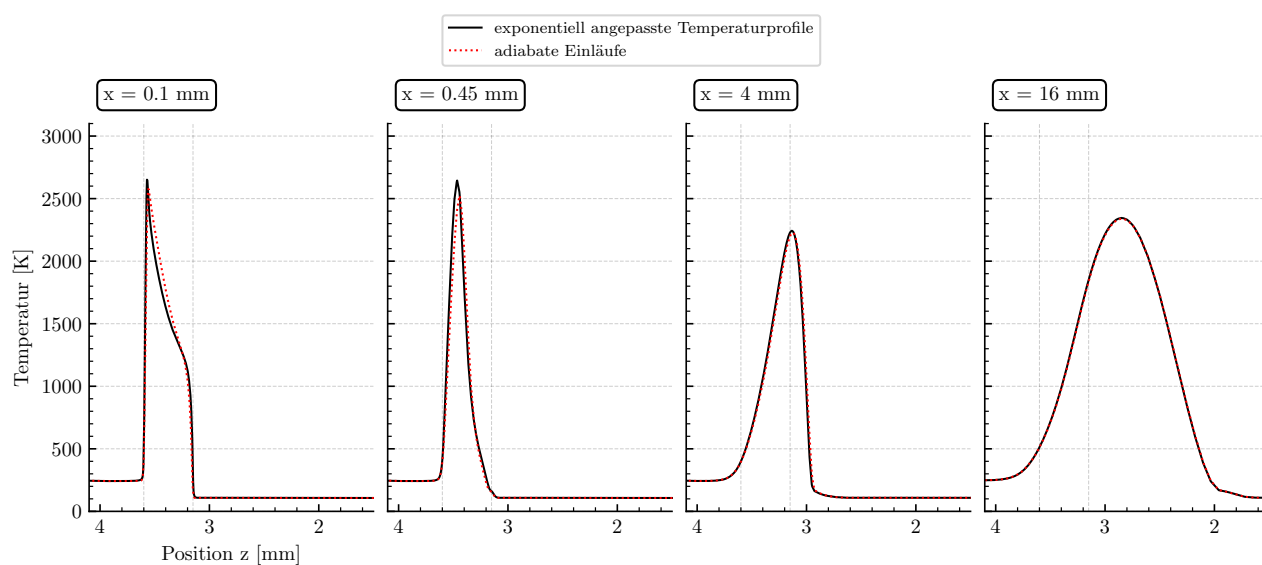


Abbildung 13.5: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  mit adiabaten Einläufen und exponentiell angepassten Temperaturprofilen.

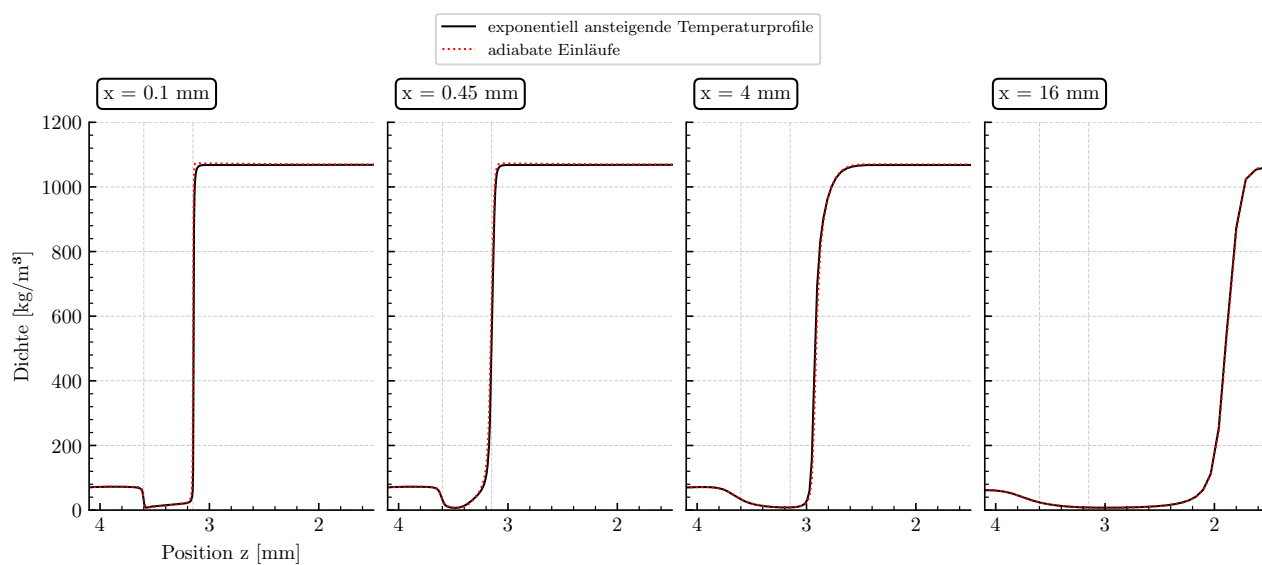


Abbildung 13.6: Dichte über die radiale Richtung  $z$  mit adiabaten Einläufen und exponentiell angepassten Temperaturprofilen.

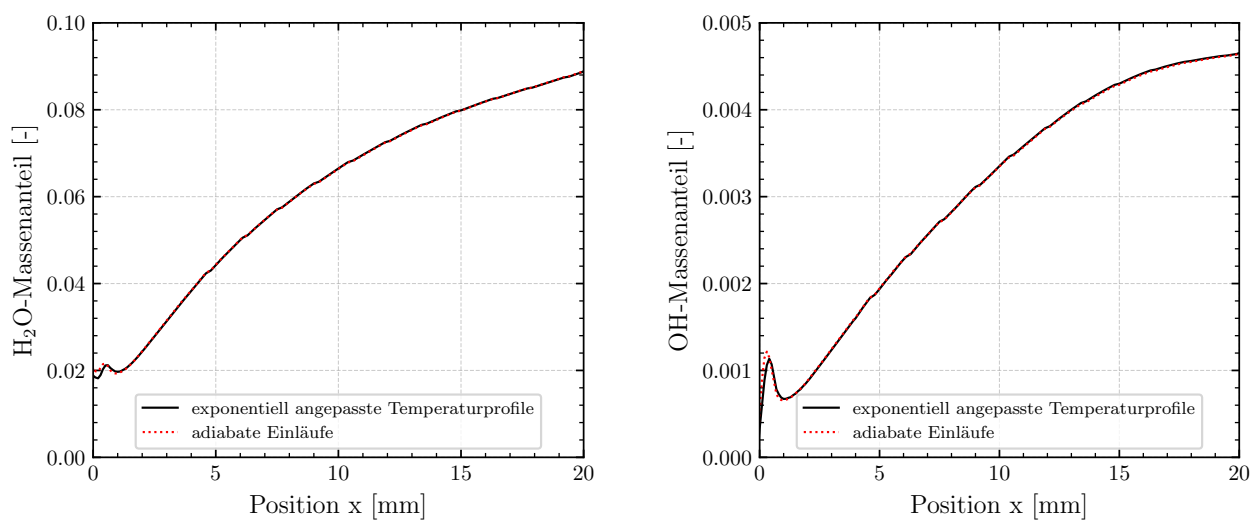


Abbildung 13.7: Arithmetisch gemittelte Massenanteile  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{OH}$  über die Hauptströmungsrichtung  $x$  bei adiabaten Einläufen und exponentiell angepassten Temperaturprofilen.

## Anhang zu Kapitel 9

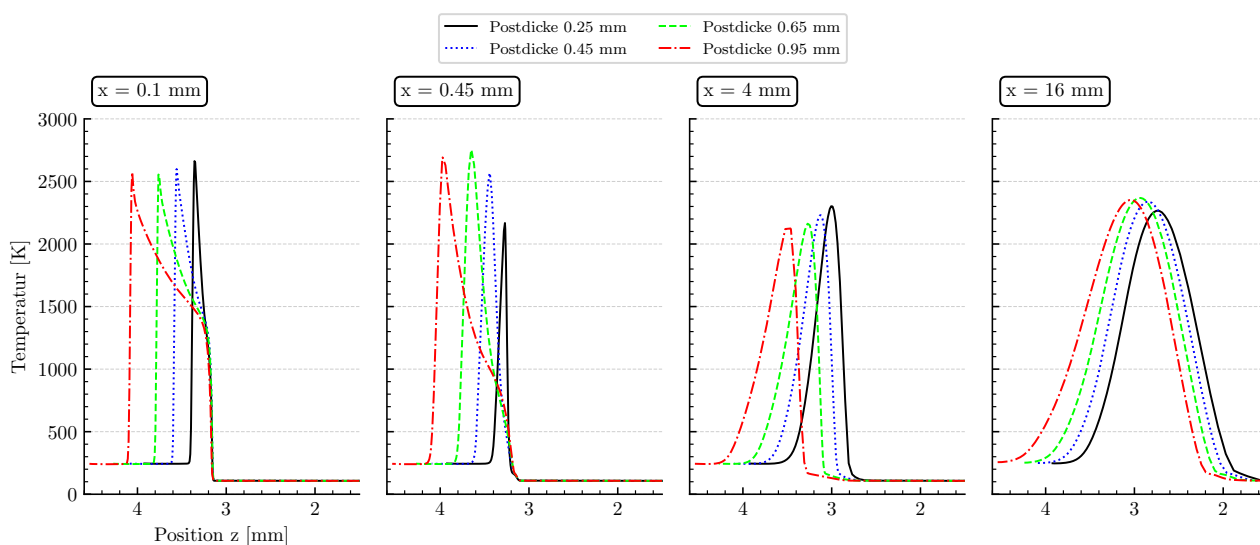


Abbildung 13.8: Temperatur über die radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.



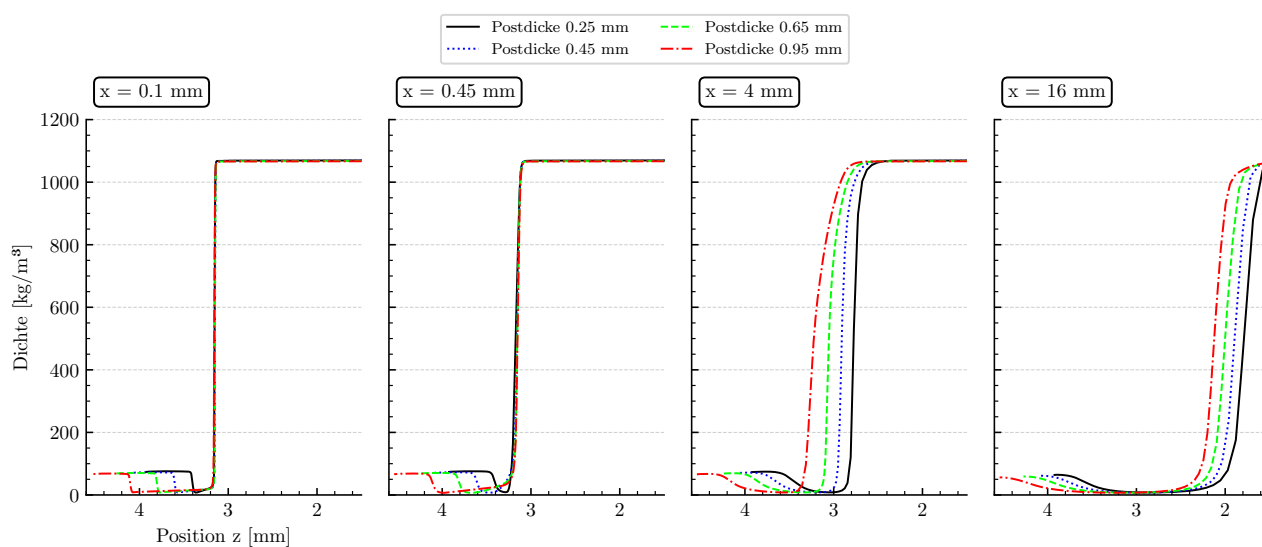


Abbildung 13.9: Dichte über die radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

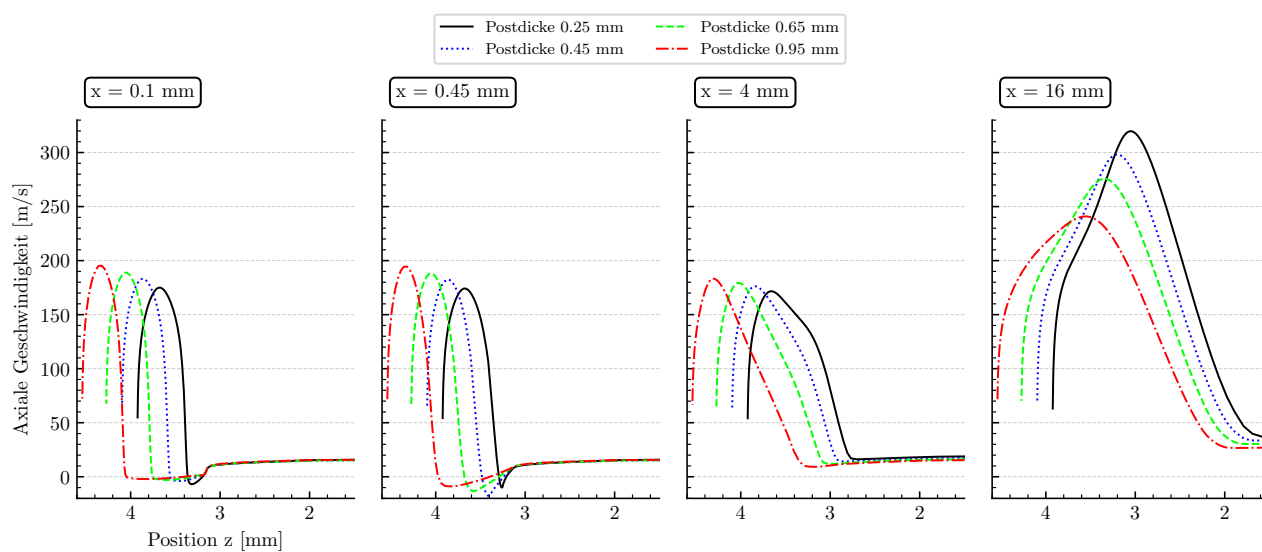


Abbildung 13.10: Axiale Geschwindigkeit über die radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

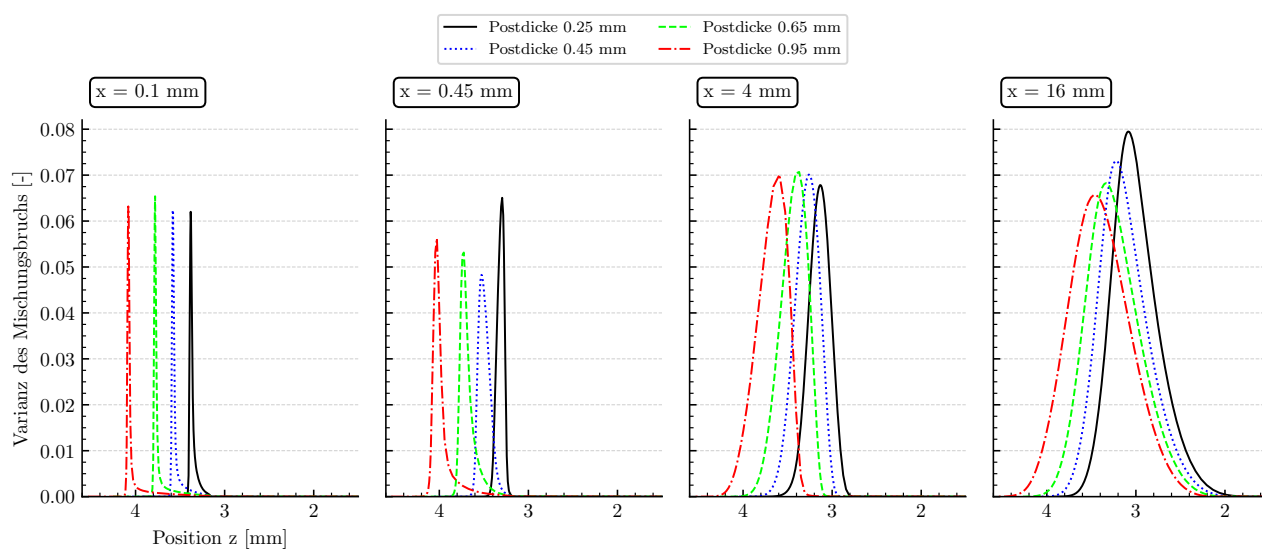


Abbildung 13.11: Varianz des Mischungsbruchs über die normierte Richtung z bei Variation der LOX-Post Dicke.

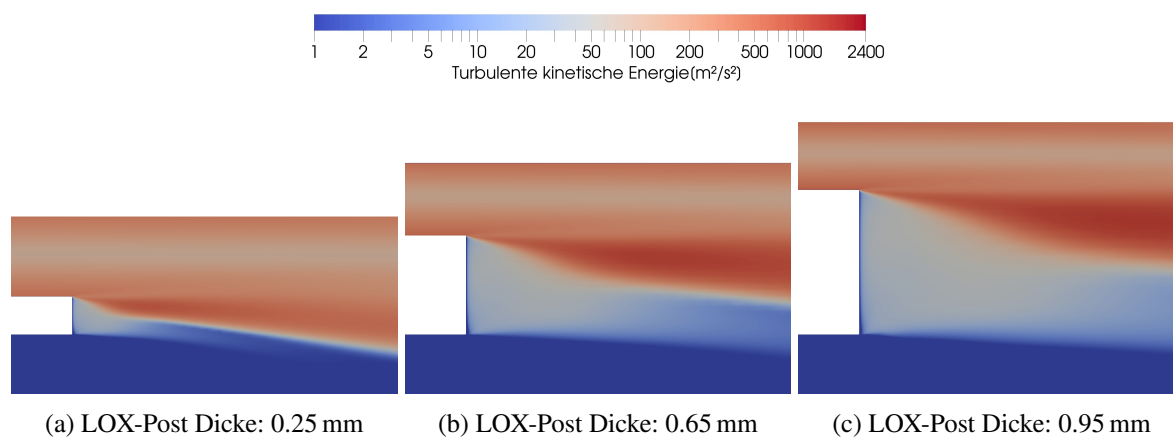


Abbildung 13.12: Turbulente kinetische Energie (reale Darstellung) am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke.

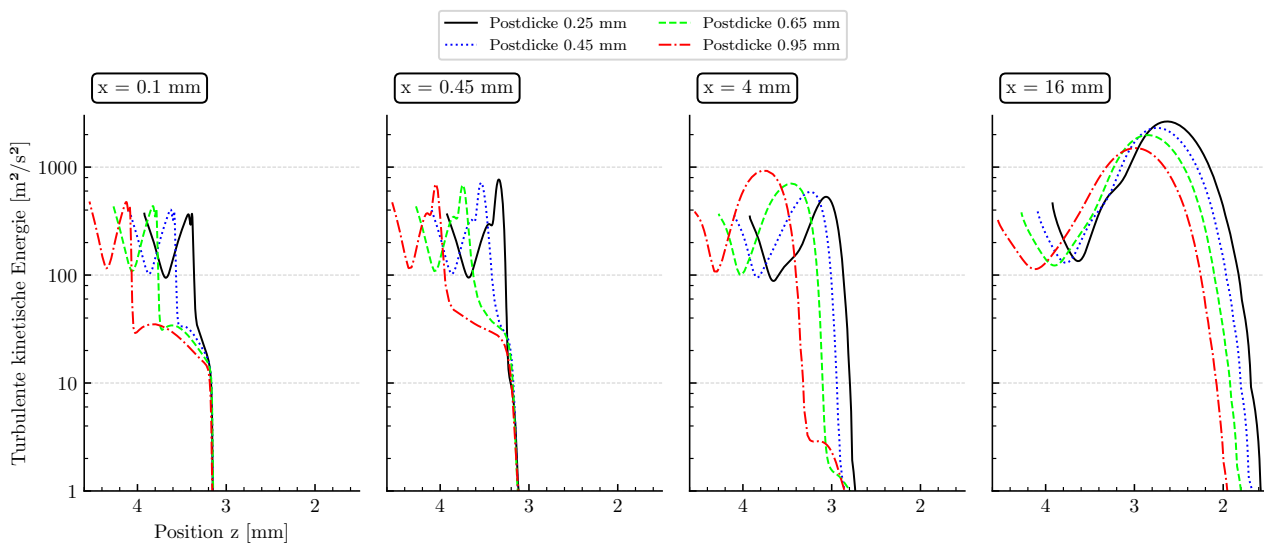
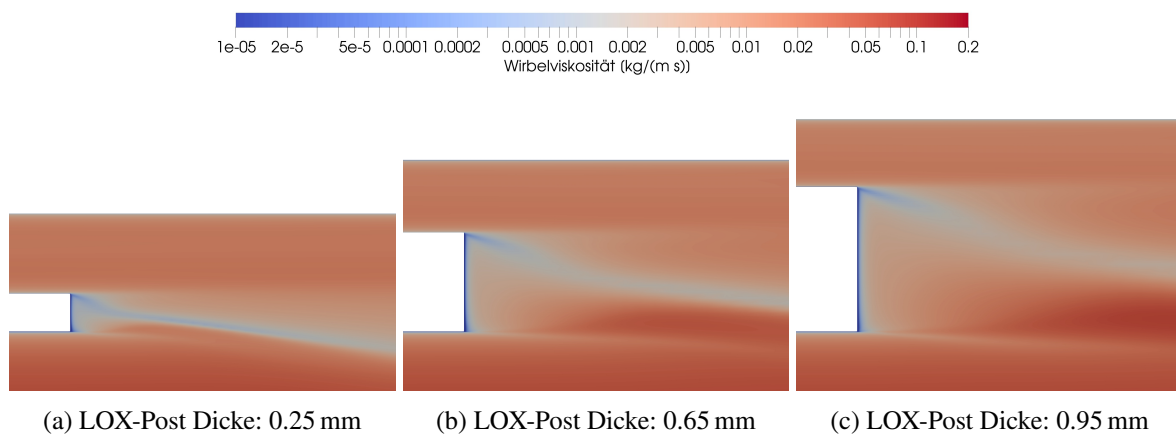


Abbildung 13.13: Logarithmierte turbulente kinetische Energie über die radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.



(a) LOX-Post Dicke: 0.25 mm

(b) LOX-Post Dicke: 0.65 mm

(c) LOX-Post Dicke: 0.95 mm

Abbildung 13.14: Wirbelviskosität (reale Darstellung) am LOX-Post bei Variation der LOX-Post Dicke.

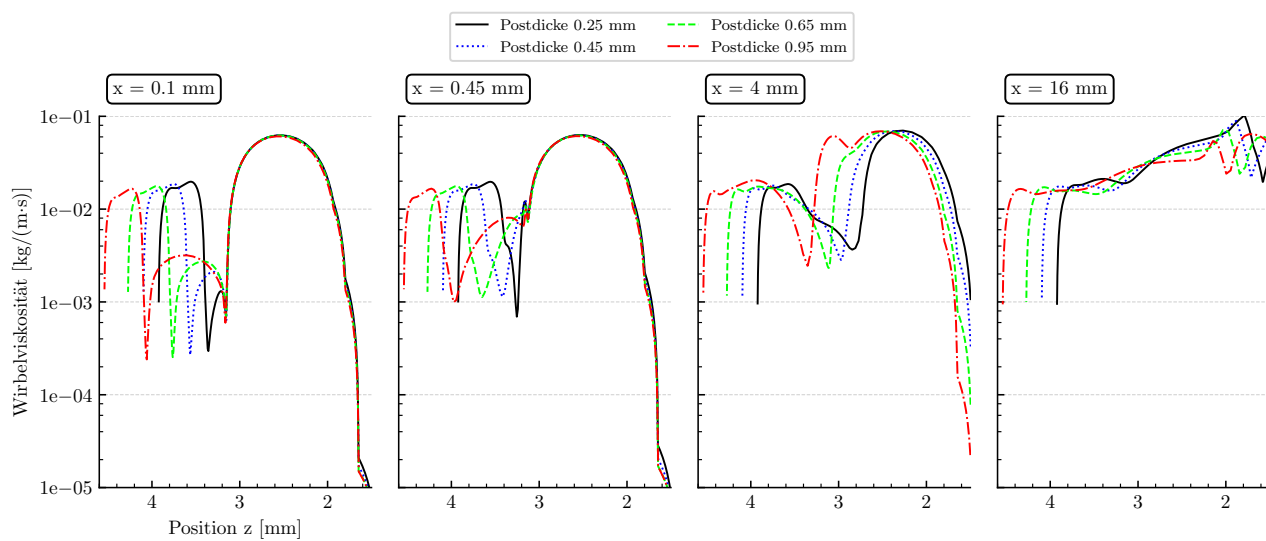


Abbildung 13.15: Logarithmierte Wirbelviskosität über die radiale Richtung  $z$  bei Variation der LOX-Post Dicke.

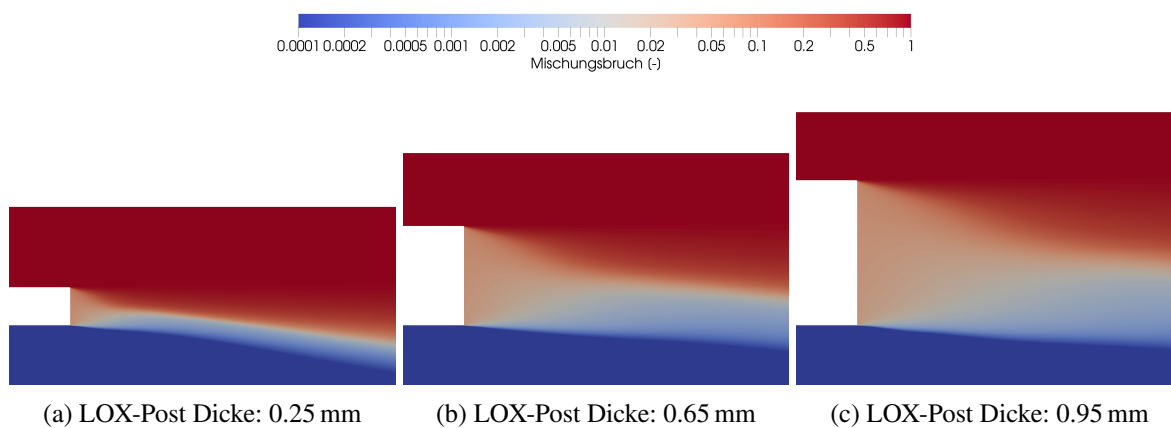


Abbildung 13.16: Mischungsbruch (reale Darstellung) am LOX-Post tip bei Variation der LOX-Post Dicke.