



Philipp Notsch, BSc

Numerische Untersuchung und Validierung eines drallstabilisierten Methanbrenners

MASTERARBEIT

Zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Ingenieur
Masterstudium Wirtschaftsingenieurwesen-Maschinenbau

Eingereicht an der
Technischen Universität Graz

Betreuerin
Dott. Dott. Mag. dr Federica Farisco
Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik

FWF

Der Wissenschaftsfonds.

Gefördert durch den FWF, Projekt I2544-N30

Graz, September 2018

Vorwort

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Masterarbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt zunächst dem Institutsvorstand Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Heitmeir für die Gelegenheit, diese Masterarbeit am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik umsetzen zu dürfen sowie die ausgezeichneten Voraussetzungen, die ich dabei vorfinden konnte.

Außerordentlicher Dank gebührt außerdem meiner Betreuerin Frau Dott. Dott. Mag. dr Federica Farisco, die mich im Zuge dieser Arbeit immer unterstützte und mir bei Unklarheiten und Hindernissen zur Seite stand.

Ebenso möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. Dr.techn. René Prieler vom Institut für Wärmetechnik bedanken, der stets ein offenes Ohr hatte und mich mit vielen guten Rat- und Lösungsvorschlägen unterstützte.

Weiterhin danke ich Herrn Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Jakob Woisetschläger und Herrn Dipl.-Ing. Felix Greiffenhagen für die fachliche Unterstützung sowie die anregenden Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, die mir das Studium durch ihre Unterstützung ermöglicht haben und stets ein offenes Ohr für meine Sorgen hatten, sowie auch meinem Partner für den emotionalen Rückhalt besonders in der Zeit dieser Arbeit.

Abschließend danke ich meinen Freunden während der Studienzeit für sechs sehr schöne Jahre in Graz.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Philipp Notsch

Graz, 04.08.2018

Zusammenfassung

Diese Masterarbeit befasst sich mit einer dreidimensionalen numerischen Untersuchung unter der Verwendung von Computational-Fluid-Dynamics an einem drallstabilisierten Methanbrenner. Der dabei simulierte Brenner, der sich am Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik der TU Graz befand, wurde bereits im Vorfeld durch verschiedene Messtechniken untersucht und deren Ergebnisse für diese Arbeit bereitgestellt. Dabei ist das Hauptziel dieser Masterarbeit, eine Evaluierung der Resultate aus den Simulationen mit jenen im Vorfeld gemessenen Daten aus den experimentellen Versuchen zum vorliegenden Methanbrenner durchzuführen, um so die Validität numerischer und experimenteller Ansätze für die gewählte Geometrie aufzuzeigen und zu testen.

Zu Beginn wurden verschiedene Netzgitter generiert und auf deren Unabhängigkeit sowie Qualität getestet. Diese Unabhängigkeit konnte durch unterschiedliche Simulationen der kalten Strömung mit dem Realizable $k - \varepsilon$ -Modell geprüft werden. Aufbauend auf diesen Ergebnissen ist ein Netzgitter mit symmetrischem Aufbau als geeignetste Wahl für den drallstabilisierten Methanbrenner bestimmt worden. Weiters sind an jenem Netzgitter auch Simulationen unter Anwendung verschiedener Turbulenzmodelle, wie dem Reynolds-Stress-Modell und dem Transition SST-Modell, durchgeführt worden, um so die einzelnen Stärken und Schwächen der unterschiedlichen Modelle zu veranschaulichen. Dabei zeigte das Realizable $k - \varepsilon$ -Modell die genauesten Ergebnisse aller durchgeführten Simulation der reinen kalten Strömung ohne Verbrennung.

Im letzten Schritt dieser Masterarbeit sind Verbrennungssimulationen unter Anwendung verschiedener Modellierungsansätze für den Verbrennungsprozess durchgeführt worden, um so vergleichbare Ergebnisse zur Validierung der experimentellen Daten zu schaffen. Dabei zählen zu den verwendeten Modellen unter anderem das Eddy-Dissipation-Modell sowie das Eddy-Dissipation-Concept-Modell. Zusätzlich ist auch ein Flamelet-Ansatz mit dem sogenannten Flamelet-Generated-Manifold- und dem Steady-Laminar-Flamelet-Modell angewandt worden. Durch Verwendung unterschiedlicher Verbrennungsmodelle konnten sehr differente Resultate erzielt werden. Insgesamt zeigten sich jedoch beim Flamelet-Ansatz Ergebnisse, die den experimentellen Daten sehr nahekommen. Unter Verwendung dieser Methode sind die geringsten Abweichungen von Geschwindigkeits- sowie Temperaturwerten zu den experimentellen Versuchen realisiert worden.

Abstract

This master thesis deals with a three-dimensional numerical study, using Computational Fluid Dynamics on a swirl stabilized methane burner. The simulated burner, which was located at the Institute of Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics at TU Graz, was already investigated in advance by various measuring techniques and its results were made available for this work. The main aim of this thesis is to evaluate the results from the simulations with those previously measured from experiments on the existing methane burner, to test the validity of numerical and experimental approaches for the chosen geometry.

At the beginning, various mesh grids were generated, and a mesh independence study was performed. This analysis could be validated by different simulations of the cold flow with the Realizable $k - \epsilon$ -Model. Based on these results, a numerical mesh grid with symmetrical structure has been identified as the most suitable choice for the swirl stabilized methane burner. Furthermore, simulations using different models of turbulence, such as the Reynolds Stress Model and the Transition SST Model, have been done with the chosen grid to carry out the strengths and weaknesses of the models. The Realizable $k - \epsilon$ Model showed the most accurate results of all performed simulations for the cold flow case without combustion.

In the final step of this master thesis, combustion simulations have been performed using different computational models for the combustion process to prove experimental results. Eddy Dissipation Model and the Eddy Dissipation Concept Model were studied. In addition, a flamelet approach has also been used with the Flamelet Generated Manifold Model and Steady Laminar Flamelet Model. By using the cited combustion models different results could be generated. The velocity field and temperature profile were analysed and the flamelet approach showed the most accurate results compared with the experiments.

Inhaltsverzeichnis

VORWORT.....	III
EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG.....	V
ZUSAMMENFASSUNG.....	VII
ABSTRACT.....	IX
FORMELZEICHEN, INDIZES UND ABKÜRZUNGEN.....	XIII
ABBILDUNGSVERZEICHNIS.....	XVII
TABELLENVERZEICHNIS.....	XIX
1 EINLEITUNG.....	1
1.1 MOTIVATION.....	1
1.2 ZIELSETZUNG.....	2
2 THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....	3
2.1 GRUNDLAGEN DER STRÖMUNGSMECHANIK.....	3
2.1.1 Erhaltungsgleichungen.....	3
2.1.2 Turbulenz.....	4
2.1.3 Turbulenzmodellierung.....	5
2.1.4 Ansätze für wandnahe Region.....	10
2.2 GRUNDLAGEN DER VERBRENNUNG.....	12
2.2.1 Verbrennung von Kohlenwasserstoffen.....	12
2.2.2 Arten der Verbrennung.....	15
2.2.3 Drallstabilisierte Flamme.....	18
2.2.4 Verbrennungsmodellierung.....	20
2.2.5 Strahlungsmodellierung.....	22
3 NETZGITTER.....	23
3.1 ARTEN VON ZELLTYPEN.....	23
3.2 ÜBERPRÜFUNG DER QUALITÄT VON NETZGITTER.....	24
3.2.1 Skewness.....	24
3.2.2 Aspect Ratio.....	25
3.2.3 Orthogonal Quality.....	26
4 NUMERIK.....	27
4.1 COMPUTATIONAL-FLUID-DYNAMICS.....	27
4.2 RÄUMLICHE DISKRETISIERUNG.....	27
4.3 SOLVERARTEN.....	28
4.4 KONVERGENZ.....	29
5 ÜBERSICHT DER VERWENDETEN NETZGITTER.....	31
5.1 GEOMETRIE UND AUFBAU DES DRALLSTABILISIERTEN METHANBRENNERS.....	31
5.2 ARTEN DER ERZEUGTEN GITTER.....	33
5.3 BEWERTUNG DER NETZQUALITÄT.....	39
6 ERGEBNISSE DER EXPERIMENTELLEN VERSUCHE ZUM VERGLEICH.....	43
7 NUMERISCHE SIMULATIONEN.....	47
7.1 RANDBEDINGUNGEN.....	47
7.2 METHODIK ZUR AUSWERTUNG DER DRALLZAHL.....	49
7.2.1 Drallzahl der experimentellen Versuche.....	50
7.3 SIMULATION DER KALTEN STRÖMUNG.....	51
7.3.1 Simulation von „Mesh A 13 Mio.“ Realizable $k - \epsilon$ -Modell.....	51

7.3.2	Simulation von „Mesh B 19 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell.....	55
7.3.3	Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell.....	59
7.3.4	Simulation von „Mesh B 24 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell.....	61
7.3.5	Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell.....	63
7.3.6	Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Reynolds-Stress-Modell.....	66
7.3.7	Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell.....	69
7.4	SIMULATION DES VERBRENNUNGSPROZESSES.....	72
7.4.1	Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Eddy-Dissipation-Modell.....	73
7.4.2	Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Flamelet-Generated-Manifold-Modell.....	79
7.4.3	Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Steady-Laminar-Flamelet-Modell.....	85
7.4.4	Reaktionsanalyse.....	90
8	ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE.....	93
9	AUSBLICK.....	97
9.1	ANALYSE DER CHEMISCHEN VORGÄNGE.....	97
9.2	VERBRENNUNGSSIMULATION MIT INSTATIONÄREN RANDBEDINGUNGEN.....	99
10	LITERATURVERZEICHNIS.....	101

Formelzeichen, Indizes und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen

\vec{A}_i	m	Längenvektor
\vec{c}_i	m	Längenvektor
\vec{f}^B	m/s ²	Volumenkraftvektor
\vec{f}_i	m	Längenvektor
\vec{J}_k	kg/(m ² ·s)	molekulare Diffusion
O_{2min}	kmol L/kmol Br oder kg L/kg Br	Mindestsauerstoffbedarf
\dot{q}_Q	W/m ³	Wärmeleistung pro Volumeneinheit
c_m	–	Konstante
C_t	–	Konstante
C_ζ	–	Konstante
f_m	–	Konstante
I_0	m	integrale Längenmaß
I_K	m	Kolmogorov-Längenmaß
I_T	m	Taylor-Längenmaß
L_{min}	kmol L/kmol Br oder kg L/kg Br	Mindestluftbedarf
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
Q_{EAS}	–	EquiAngle Skew
Q_{th}	kW	thermische Leistung
\vec{q}	W/m ²	Wärmestromdichtevektor
Re_θ	–	Impulsverlustdicken-Reynoldszahl
S_k	kg/(m ³ ·s)	chemischer Quellterm
S_x	–	Drallzahl in x-Koordinate
S_z	–	Drallzahl in z-Koordinate
t^*	s	Zeitanteil
u^+	–	dimensionslose Geschwindigkeit
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
X_k	–	Molenbruch
y^+	–	dimensionsloser Wandabstand
Y_k	–	Massenbruch
Z_i	–	Elementarmassenbruch
a	1/m	Absorptionskoeffizient
A	m	Länge
B	m	Länge
C	–	Konstante
D	m	Durchmesser Brenneraustritt
e	J/kg	spezifische Energie
e	W/Hz	spektrale Energiedichte

f	–	Mischungsbruch
I	W/(m ² ·Sr)	Strahlungsintensität
I	–	Einheitsmatrix
k	m ² /s ²	turbulente kinetische Energie
k	1/m	Wellenzahl
l	m	Länge
L	kmol L/kmol Br oder kg L/kg Br	Luftmenge
$LVZ = \dot{m}_{Tan}/\dot{m}_{Ax}$	–	Luftverhältniszahl
m	kg oder mol	Masse
M	g/mol	molare Masse
n	(k)mol	Stoffmenge, Molanzahl
p	bar, Pa	Druck
r	m	Radius Brenneraustritt
$Re = u \cdot l/\nu$	–	Reynoldszahl
s	m ²	Fläche
S	–	Drallzahl
t	°C	Celsius-Temperatur
t	s	Zeit
T	K	thermodynamische Temperatur
u	m/s	Geschwindigkeitskomponente in x-Koordinate
v	m/s	Geschwindigkeitskomponente in y-Koordinate
w	m/s	Geschwindigkeitskomponente in z-Koordinate
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
z	m	Koordinate

Griechische Formelzeichen

β^*	–	Konstante
ζ^*	–	Volumenanteil
μ_t	kg/(m·s)	turbulente Viskosität
σ_s	1/ m	Streuungskoeffizient
τ_w	N/m ²	Wandschubspannung
γ	–	Intermittenz
ε	m ² /s ³	spezifische Dissipationsrate
θ	°	Winkel
κ	–	Konstante
λ	–	Luftverhältnis, Luftzahl
μ	kg/(m·s)	dynamische Viskosität
$\nu = \mu/\rho$	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	W/(m ² ·K ⁴)	Stefan-Boltzmann Konstante
τ	N/m ²	Spannungstensor

φ	rad	Winkel
Φ	–	Streuungs-Phasenfunktion
$\phi = 1/\lambda$	–	Äquivalenzverhältnis
ω	rad	Raumwinkel
ω	1/s	turbulente Frequenz

Operatoren und Bezeichnungen

d	vollständiges Differential
∂	partiell Differential
$\vec{\nabla}$	Nabla-Operator
τ	Transponiert
'	Schwankungsterm
–	zeitlich gemittelter Term
	Betrag

Weitere Indices und Abkürzungen

1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
ad	adiabat
Aus	Auslass
ax	axial
Ax	Axialluft
Br	Brennstoff
C	Kohlenstoff
CFD	Computational-Fluid-Dynamics
CH ₄	Methan
CO	Kohlenstoffmonoxid
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
DBCS	Density-Based Coupled Solver
DNS	direkte numerische Simulation
DO	Discrete-Ordinates
ED	Eddy-Dissipation
EDC	Eddy-Dissipation-Concept
eq	äquivalent
FGM	Flamelet-Generated-Manifold
H	Wasserstoff
H ₂ O	Wasser
HRN	High-Reynolds-Number
ISAT	In situ adaptive tabulation
Kühl	Kühlluft
L	Luft
LDA	Laser-Doppler-Anemometry
LES	Large-Eddy-Simulation

LIV	Laser-Interferometric-Vibrometry
LRN	Low-Reynolds-Number
max	maximal
min	minimal
N ₂	Stickstoff
O ₂	Sauerstoff
OH*	Hydroxyl-Radikal
PB	Pressure-Based Solver
PDF	Probability Density Function
PIV	Particle-Image-Velocimetry
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
RB	Randbedingung
RSM	Reynolds-Spannungs-Modell
SLF	Steady-Laminar-Flamelet
SST	Shear Stress Transport
Tan	Tangentialluft
Verb	Verbrennungsluft
DDES	Delayed-Detached-Eddy-Simulation
NO _x	Stickstoffoxide

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1: turbulentes Energiespektrum einer Energiekaskade (Joos, 2006).....	5
Abbildung 2-2: Einteilung der Auflösungsmöglichkeiten turbulenter Strömungen.....	6
Abbildung 2-3: turbulentes Energiespektrum einer Energiekaskade - Auflösungsmöglichkeiten unterschiedlicher numerischer Lösungsverfahren (Joos, 2006).....	7
Abbildung 2-4: Geschwindigkeitsprofil im wandnahen Bereich (Farisco, 2012).....	11
Abbildung 2-5: Vormischflamme (Giuliani, 2016).....	16
Abbildung 2-6: Diffusionsflamme (Giuliani, 2016).....	17
Abbildung 2-7: teilweise vorgemischte Flamme (Giuliani, 2016).....	17
Abbildung 2-8: drallstabilisierte Flamme.....	18
Abbildung 2-9: verdrehte Freistrahlen: (a) geringe Drallzahl, (b) hohe Drallzahl mit Rezirkulation (Leitgeb, 2012).....	19
Abbildung 2-10: infinitesimales Schnittelement eines drallbehafteten Freistrahls.....	19
Abbildung 3-1: Übersicht Zelltypen (Hochenauer, 2016).....	24
Abbildung 3-2: Definition Aspect Ratio (Hochenauer, 2016).....	25
Abbildung 3-3: Definition Orthogonal Quality (Hochenauer, 2016).....	26
Abbildung 4-1: schematische Darstellung des Lösungsablaufes der unterschiedlichen Löser (Hochenauer, 2016).....	28
Abbildung 5-1: Aufbau des Methanbrenners inklusive Brennkammer.....	32
Abbildung 5-2: Aufbau des Methanbrenners (Mischkammer und Drallgeber).....	32
Abbildung 5-3: Brennkammerunterseite mit Kühlluftbohrungen.....	33
Abbildung 5-4: „Mesh A 13 Mio.“ Detail Brenner mit Prismenschichten.....	34
Abbildung 5-5: „Mesh A 13 Mio.“ Ansicht von oben.....	35
Abbildung 5-6: „Mesh A 13 Mio.“ Ansicht im Schnitt.....	35
Abbildung 5-7: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht im Schnitt im Detail.....	36
Abbildung 5-8: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht von oben im Detail.....	37
Abbildung 5-9: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht von oben.....	37
Abbildung 5-10: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht im Schnitt.....	38
Abbildung 5-11: „Mesh B 3 Mio.“ 8 mm.....	39
Abbildung 6-1: Absolutgeschwindigkeit (radialer Schnitt) in der untersuchten drallstabilisierten Methanflamme (Peterleithner, et al., 2016).....	44
Abbildung 6-2: zu Abbildung 6-1 gehörende Tangentialgeschwindigkeiten.....	44
Abbildung 6-3: lokales Temperaturprofil der untersuchten Flamme.....	45

Abbildung 6-4: mittlere Lichtemission des OH*-Radikals in der untersuchten drallstabilisierten Flamme. Diese Chemilumineszenz wird als Marker für die lokale Wärmefreisetzung verwendet.	45
Abbildung 7-1: Bezugssystem zur Auswertung der Drallzahl	49
Abbildung 7-2: „Mesh A 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ).....	53
Abbildung 7-3: „Mesh A 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ).....	53
Abbildung 7-4: „Mesh B 19 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ).....	57
Abbildung 7-5: „Mesh B 19 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ).....	57
Abbildung 7-6: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ).....	60
Abbildung 7-7: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ).....	60
Abbildung 7-8: „Mesh B 24 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ).....	62
Abbildung 7-9: „Mesh B 24 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ).....	63
Abbildung 7-10: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Transition SST).....	65
Abbildung 7-11: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Transition SST).....	65
Abbildung 7-12: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (RSM).....	68
Abbildung 7-13: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (RSM).....	68
Abbildung 7-14: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ).....	71
Abbildung 7-15: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ).....	71
Abbildung 7-16: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (ED3).....	75
Abbildung 7-17: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (ED3).....	76
Abbildung 7-18: „Mesh B 3 Mio.“ Temperatur (ED3)	76
Abbildung 7-19: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (FGM).....	81
Abbildung 7-20: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (FGM).....	81
Abbildung 7-21: „Mesh B 3 Mio.“ Temperaturprofil (FGM)	82
Abbildung 7-22: „Mesh B 3 Mio.“ OH*-Freisetzung (FGM)	82
Abbildung 7-23: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (SLF)	87
Abbildung 7-24: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (SLF)	87
Abbildung 7-25: „Mesh B 3 Mio.“ Temperaturprofil (SLF).....	88
Abbildung 7-26: „Mesh B 3 Mio.“ OH*-Freisetzung (SLF).....	88
Abbildung 7-27: Reaktionsanalyse GRI-Mech 3.0	91
Abbildung 9-1: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (EDC)	98
Abbildung 9-2: „Mesh B 3 Mio.“ Temperatur (EDC)	98

Tabellenverzeichnis

Tabelle 5-1: Netzmetriken „Mesh A 13 Mio.“	39
Tabelle 5-2: Netzmetriken „Mesh B“ (13 Mio., 19 Mio. und 24 Mio.).....	40
Tabelle 5-3: Netzmetriken „Mesh B 3 Mio.“.....	41
Tabelle 6-1: adiabate Verbrennungstemperatur (March, 2017).....	43
Tabelle 7-1: Randbedingungen der gesamten Geometrie.....	47
Tabelle 7-2: Randbedingungen der verkürzten Geometrie.....	48
Tabelle 7-3: charakteristische Kennwerte	48
Tabelle 7-4: Drallzahl der experimentellen Versuche.....	51
Tabelle 7-5: Solvereinstellung „Mesh A 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	52
Tabelle 7-6: Drallzahl „Mesh A 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell.....	55
Tabelle 7-7: Solvereinstellung „Mesh B 19 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	55
Tabelle 7-8: Drallzahl „Mesh B 19 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	58
Tabelle 7-9: Solvereinstellung „Mesh B 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	59
Tabelle 7-10: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	61
Tabelle 7-11: Solvereinstellung „Mesh B 24 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	61
Tabelle 7-12: Drallzahl „Mesh B 24 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	63
Tabelle 7-13: Solvereinstellung „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell.....	64
Tabelle 7-14: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell.....	66
Tabelle 7-15: Solvereinstellung „Mesh B 13 Mio.“ RSM.....	67
Tabelle 7-16: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ RSM	69
Tabelle 7-17: Solvereinstellung „Mesh B 3 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	70
Tabelle 7-18: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell	72
Tabelle 7-19: Solvereinstellung „Mesh B 3 Mio.“ ED-Modell	73
Tabelle 7-20: Übersicht der ermittelten Werte der unterschiedlichen ED-Varianten	75
Tabelle 7-21: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ ED-Modell.....	78
Tabelle 7-22: Solvereinstellung „Mesh B 3 Mio.“ FGM-Modell	79
Tabelle 7-23: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ FGM-Modell.....	84
Tabelle 7-24: Solvereinstellung „Mesh B 3 Mio.“ SLF-Modell.....	85
Tabelle 7-25: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ SLF-Modell	90

1 Einleitung

In dem nachfolgenden Abschnitt werden die motivierenden Aspekte sowie die genaue Aufgabenstellung wie auch die Zielsetzung dieser Arbeit beschrieben.

1.1 Motivation

Der Begriff Numerik lässt bis in die Antike zurückführen. So war bereits in dieser Zeit der Wunsch zur zahlenmäßigen sowie näherungsweise Lösung von Gleichungen vorhanden. Dabei waren im alten Griechenland bereits Probleme bekannt, welche nur näherungsweise zu lösen waren, wie die Flächenberechnung komplexer Objekte mittels Integral oder die Kreiszahl π (Schuppar, 2013; Überhuber, 2013).

Die heutige numerische Mathematik umfasst viele verschiedene Bereiche. Ein sehr wichtiges Teilgebiet stellt das sogenannte Computational-Fluid-Dynamics oder kurz CFD dar, welches sich mit der numerischen Untersuchung von Strömungen beschäftigt. Diese Strömungen werden wie die klassischen Probleme der Mechanik durch komplexe Erhaltungssätze beschrieben (Schwarze, 2012).

So handelt es sich beispielsweise bei den Navier-Stokes-Gleichungen, welche die Impulserhaltung für ein Newtonsches Fluid beschreiben, um ein Millenniumsproblem, da diese aktuell im dreidimensionalen Raum nicht exakt lösbar sind und man somit auf eine numerische Lösung dieser Gleichungen angewiesen ist (Hilgert & Hilgert, 2012).

Die Entwicklung von CFD erfolgte vor über 40 Jahren mit dem Ziel, eine approximierbare Lösung von Wärme- und Stoffübertragungsproblemen zu schaffen. Während die Erhaltungsgleichungen von Fluiden bereits im 19. Jahrhundert bekannt waren, wurden Techniken zur Implementierung dieser auf digitale Computer erst in 1950er und 1960er Jahren entwickelt (Bates, et al., 2005).

Somit stellt CFD eine wichtige Alternative zur experimentellen und analytischen Strömungsmechanik dar. Wesentliche Gründe dafür sind:

- Analytische Methoden sind oft nicht anwendbar bzw. müssen zur Lösungsfindung sehr stark idealisiert werden
- Experimentelle Untersuchungen sind nicht bei allen Strömungen möglich
- Kosten für numerische Simulation oft geringer gegenüber physikalischen Modellen
- Mehr Flexibilität gegenüber physikalischen Modellen (Schwarze, 2012)

Das Anwendungsgebiet von CFD umfasst ein sehr breites Spektrum, so können dabei Um- bis Innenströmungen sowie Strömungen der Umwelt beschrieben werden. Zusätzlich ist auch eine Untersuchung von technischen und astrophysischen Prozessen mit CFD möglich (Schwarze, 2012).

Die Methode der CFD-Berechnung wird auch in Zukunft immer bedeutender, da sich durch Wachstum der Computerleistung sowie auch deren Verfügbarkeit das Anwendungsgebiet und die Möglichkeiten der CFD-Berechnung parallel dazu steigern (Bates, et al., 2005).

In einer neuen veröffentlichten Arbeit von Koupper, Lamouroux, Richard und Staffelbach wurden numerische Untersuchungen an einem Helikopter durchgeführt und dabei dessen Turbulenz innerhalb der Triebwerksbrennkammer simuliert. Hierbei wurde ein Netzgitter mit 220 Millionen Zellen und dazu 8400 Prozessoren verwendet. Dies zeigt nur eines von vielen Beispielen, die in naher Zukunft möglich sein werden (Koupper, et al., 2018).

Eine andere Arbeit von Mansouri und Boushaki beschäftigte sich mit der numerischen Untersuchung eines Drallbrenners in Ansys Fluent und zeigt somit die verwendeten Modelle und deren Ergebnisse einer Verbrennungssimulation. Zur Turbulenzmodellierung wurden dabei unterschiedliche Ansätze wie Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS) sowie auch Delayed-Detached-Eddy-Simulation (DDES) verwendet. Der Verbrennungsprozess ist mittels Eddy-Dissipation-Modell (ED-Modell) simuliert worden. Dabei wurden Geschwindigkeitsfelder generiert und mit experimentellen Daten validiert, was dadurch eine ähnliche Sachlage zu dieser Arbeit darstellt (Mansouri & Boushaki, 2018).

Für den jeweiligen Anwendungsfall die richtigen Parameter sowie Modelle zu wählen, um so eine erfolgreiche CFD-Berechnung durchzuführen und repräsentative Ergebnisse zu erzielen, erfordert etliche Erfahrungswerte. Dadurch bietet diese Arbeit, in welcher eine CFD-Analyse zur Validierung von experimentellen Daten umzusetzen ist, eine sehr große Chance, um wertvolle Kenntnisse im Themengebiet CFD aufgrund der hierbei durchzuführenden Strömungs- sowie Verbrennungssimulationen zu sammeln.

1.2 Zielsetzung

Das Hauptziel dieser Arbeit ist es, eine numerische Untersuchung eines Methanbrenners mit einer drallstabilisierten Flamme durchzuführen und die Ergebnisse mit experimentell ermittelten Daten zu vergleichen und zu validieren. Dazu wurden im Vorfeld bereits Versuche mit verschiedenen Techniken wie Laser-Interferometric-Vibrometry (LIV), Laser-Doppler-Anemometry (LDA) und Particle-Image-Velocimetry (PIV) an diesem Brenner durchgeführt, um Informationen über Wärmefreisetzungs- und Geschwindigkeitsschwankungen zu ermitteln. Diese Untersuchungen werden in der Arbeit von Peterleithner, Basso, Heitmeir und Woisetschläger näher behandelt (Peterleithner, et al., 2016).

Im ersten Schritt dieser Arbeit sollten verschiedene geeignete Netzgitter für die vorliegende Geometrie unter Anwendung verschiedener Techniken zur Netzerstellung generiert und auf deren Unabhängigkeit sowie Qualität untersucht werden.

In weiterer Folge sind numerische Simulationen mittels dem Programm Ansys Fluent mit der Berücksichtigung realistischer Randbedingungen unter Anwendung verschiedener Turbulenz- und Verbrennungsmodelle für die reine kalte Strömung sowie den Verbrennungsprozess durchzuführen.

Im letzten Schritt sollten die aus den numerischen Simulationen ermittelten Ergebnisse mit den jeweiligen verwendeten unterschiedlichen Modellen anhand ihrer Eigenschaften und Leistungen mit jenen bereits zuvor experimentell ermittelten Daten verglichen und validiert werden.

Um die oben genannten Punkte erfolgreich realisieren, wird zunächst auf die erforderlichen theoretischen Grundlagen zur Umsetzung dieser eingegangen. Zusätzlich werden dabei auch die Grundkenntnisse zur Netzgittergenerierung sowie CFD erläutert.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die einzelnen theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit benötigt werden, näher behandelt. Dabei werden insbesondere die Grundlagen von Strömungs- und Verbrennungsvorgängen erläutert.

2.1 Grundlagen der Strömungsmechanik

Wichtige Elemente in der Strömungsmechanik sind die sogenannten Erhaltungsgleichungen. Diese, sowie das Konzept der Turbulenz und die Berücksichtigung dieser in den Erhaltungsgleichungen werden in den nachfolgenden Seiten beschrieben.

2.1.1 Erhaltungsgleichungen

Die Erhaltungsgleichungen dienen dazu, Strömungsvorgänge genau zu beschreiben. Zu diesen zählen die Kontinuitätsgleichung, die Impulsgleichung in alle drei Raumrichtungen sowie die Energiegleichung. Betrachtet man ein infinitesimales Volumenelement, so können die Gleichungen in differentieller Form dargestellt werden.

Kontinuitätsgleichung

In Gleichung (2-1) ist die differentielle Form der Kontinuitätsgleichung, welche die Massenerhaltung beschreibt, dargestellt. Hierbei stellt der erste Term die zeitliche Änderung der Dichte und der zweite Term die Dichteänderung infolge eines Massenflusses über die Grenzen des betrachteten Volumenelements dar (Brenn & Meile, 2011).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \rho \vec{v}) = 0 \quad (2-1)$$

Impulsgleichung

Die Erhaltung des Impulses wird durch Gleichung (2-2) gegeben. Dabei beinhaltet die linke Seite der Gleichung die zeitliche Impulsänderung und den Impulsfluss über den Grenzen des Volumenelementes. Auf der rechten Seite der Gleichung wird die Summe aller wirkenden Kräfte auf das betrachtete Element berücksichtigt. Dazu zählen Druckkräfte, viskose Kräfte, die durch den in (2-3) dargestellten Spannungstensor definiert sind, und Volumenkräfte. Die Impulsgleichung wird dabei für alle drei Raumrichtungen aufgestellt (Brenn & Meile, 2011).

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} p + [\vec{\nabla} \cdot \tau] + \rho \vec{f}^B \quad (2-2)$$

$$\tau = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

Für ein Newtonsches Fluid kann der Spannungstensor vereinfacht werden, da hierbei eine konstante Viskosität vorliegt und das Stokessche-Reibungsgesetz Gültigkeit zeigt. Dies ist in Gleichung (2-4) dargestellt, dabei definiert μ die dynamische Viskosität und I die Einheitsmatrix. Durch diese Vereinfachung wird die Impulsgleichung in weitere Folge auch Navier-Stokes-Gleichung genannt (Brenn & Meile, 2011).

$$\tau = \mu(\vec{\nabla}\vec{v} + \vec{\nabla}\vec{v}^T) - \frac{2}{3}\vec{\nabla} \cdot \vec{v}I \quad (2-4)$$

Energiegleichung

Die nachfolgende Gleichung (2-5) stellt die Grundgleichung der Energieerhaltung dar. Dabei beschreibt die linke Seite die zeitliche Änderung der Gesamtenergie sowie die Änderung des Energieflusses über die Grenzen des betrachteten Volumenelementes. Die rechten Terme berücksichtigen Leistungen aufgrund von äußeren Kräften, Wärmeleitung und Wärmequellen (Brenn & Meile, 2011).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} |\vec{v}|^2 \right) \right] + \left[\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v} \left(e + \frac{1}{2} |\vec{v}|^2 \right) \right] \\ = \rho(\vec{v} \cdot \vec{f}^B) - (\vec{\nabla} \cdot p\vec{v}) + (\vec{\nabla} \cdot [\tau \cdot \vec{v}]) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{q}) + \dot{q}_Q \end{aligned} \quad (2-5)$$

2.1.2 Turbulenz

Zur Charakterisierung von allgemeinen Strömungen kann die sogenannte Reynoldszahl (2-6) herangezogen werden, die das Verhältnis zwischen Trägheits- und Zähigkeitskräften darstellt. Diese ist eine dimensionslose Kennzahl und wird verwendet, um eine Strömung als turbulent oder laminar zu klassifizieren. Dabei stellt u die Geschwindigkeit, l die charakteristische Länge und ν die kinematische Viskosität dar. Mit zunehmender Reynoldszahl wird die Strömung sehr instabil und es erfolgt ein Umschlag von laminar zu turbulent. Der laminar-turbulente Übergang in einer Strömung erfolgt nicht abrupt, sondern findet über mehrere Zwischenzustände in der Transitionszone statt (Brenn & Meile, 2011).

$$Re = \frac{ul}{\nu} \quad (2-6)$$

Hauptmerkmal von turbulenten Strömungen ist, dass diese durch regellose Schwankungen von Geschwindigkeiten und Druck gekennzeichnet sind. Weiters treten diese im allgemeinen Fall immer dreidimensional und instationär auf (Brenn & Meile, 2011).

Eine turbulente Strömung hat einen großen Einfluss auf die Transportgleichungen von Masse, Impuls und Energie. Turbulente Bewegungen sind völlig zufällig, un stetig und können theoretisch nur schwer vorhergesagt werden. Durch diese Bewegungen werden vor allem Geschwindigkeit, Temperatur und andere Parameter im Strömungsfeld sehr stark beeinflusst (Farisco, 2012).

Turbulente Prozesse finden auf verschiedenen Längenskalen statt. Dabei beschreibt die größte Skala das integrale Längenmaß I_0 , welches aus der charakteristischen Länge der Versuchsanordnung abgeleitet wird. Als Referenz für turbulente Strömungen werden Wirbel verwendet – diese sind nur wenig zueinander korreliert und ihrer Größe und Frequenz stark schwankend. Durch Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Wirbeln wird kinetische Energie von größeren Wirbeln auf kleinere übertragen. Dies führt dabei zu einem Zerfall der großen Wirbelstrukturen und kann als Kaskadenprozess angesehen werden. Der Wirbelzerfall endet damit, dass kinetische Energie innerhalb der kleinsten Wirbel durch Reibung in thermische Energie dissipiert. Dieser Prozess findet auf der kleinsten turbulenten Längenskala, dem sogenannten Kolmogorov-Längenmaß I_K , statt (Joos, 2006).

Durch das turbulente Energiespektrum, welches in Abbildung 2-1 dargestellt ist, lässt sich die Verteilung der kinetischen Energie des Gesamtprozesses auf die verschiedenen Längenskalen grafisch darstellen. Hierbei stellt e die spektrale Energiedichte und k die Wellenzahl, die aus dem Reziprokwert der turbulenten Längenskalen gebildet wird, dar. Zwischen den Bereichen I_0 und I_K befindet sich das Taylor-Längenmaß I_T , welches als Zwischenskala angesehen werden kann (Joos, 2006).

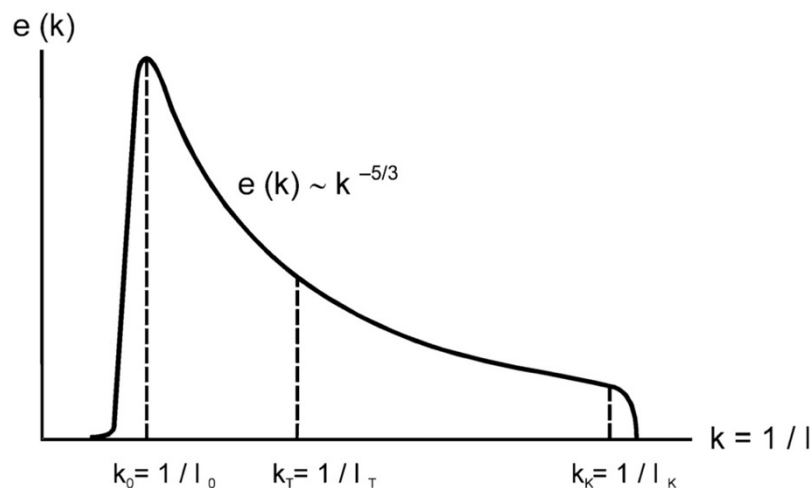


Abbildung 2-1: turbulentes Energiespektrum einer Energiekaskade (Joos, 2006)

Durch diesen Wirbelzerfall kommt es zu den schon erwähnten Schwankungen der Strömungsgrößen, welche dreidimensional auftreten. Navier-Stokes-Gleichungen beinhalten zwar die Schwankungen und beschreiben ein Kontinuum vollständig, können jedoch nicht exakt, sondern nur numerisch für turbulente Strömungen gelöst werden. Dabei müssen Raum und Zeit fein aufgelöst werden. In den meisten Fällen würde hierbei die Rechenzeit ins Unermessliche steigen. Um dies zu umgehen, werden die Schwankungsbewegungen, wie z.B. durch die Reynolds-Mittelung, modelliert (Brenn & Meile, 2011).

2.1.3 Turbulenzmodellierung

Die Lösung von turbulenten Strömungen kann rechnerisch sehr anspruchsvoll sein. Dabei spielt die gewünschte Auflösung der kleinsten turbulenten Strukturen, also der Wirbel, eine große Rolle. Daraus folgend können numerische Untersuchungen einer turbulenten Bewegung in jene Kategorien, welche in Abbildung 2-2 dargestellt sind, eingeteilt werden: Zu den drei Hauptgruppen zählen direkte numerische Simulation (DNS), Large-Eddy-Simulation (LES) und statistische Methoden, welche auf den Reynolds-Gleichungen basieren (Sanz, 2016).

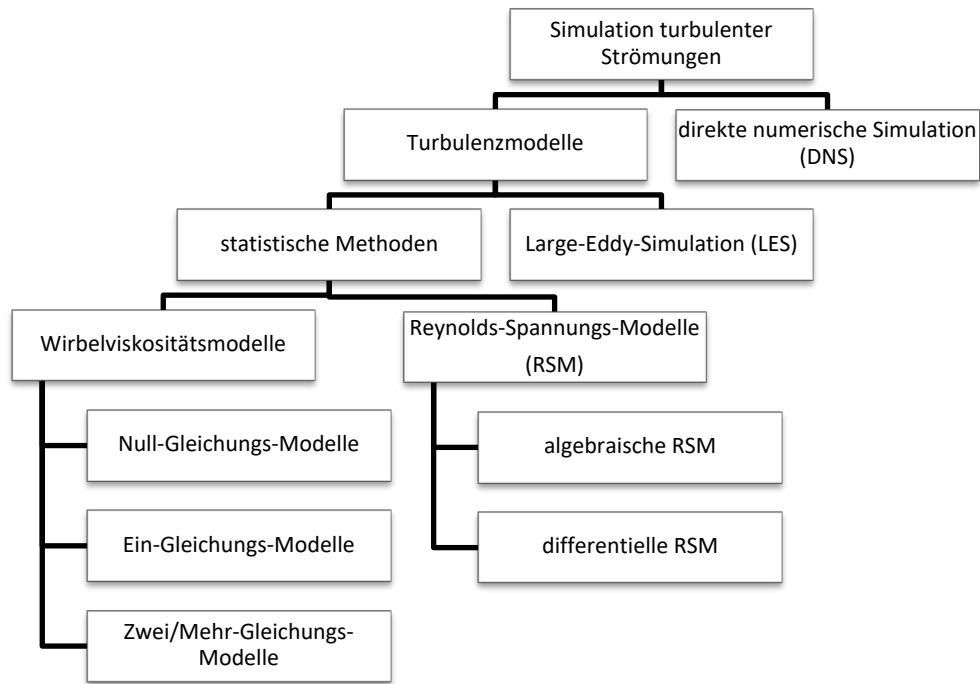


Abbildung 2-2: Einteilung der Auflösungsmöglichkeiten turbulenter Strömungen
(Sanz, 2016)

Eine direkte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen mittels DNS ist nur für sehr kleine Reynoldszahlen möglich, da hier eine sehr feine Auflösung von Raum und Zeit benötigt wird. Dabei werden die kleinsten Wirbel im Strömungsfeld, indem die momentanen vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden, komplett kalkuliert (Prieler, 2016).

Ein Bindeglied zwischen den statistischen Methoden und der DNS-Methode stellt das sogenannte LES-Verfahren dar: Dabei werden die größeren turbulenten Wirbelstrukturen, die einen höheren Einfluss auf den Fluidfluss haben, direkt aufgelöst und nur die kleinen Turbulenzstrukturen modelliert. Der Rechenaufwand liegt bei LES schon deutlich unter dem DNS-Verfahren, ist jedoch für technische Anwendungen immer noch zu groß (Sanz, 2016).

Die dritte große Kategorie, welche auch in dieser Arbeit zur Modellierung verwendet wurde, sind die sogenannten statistischen Methoden. Hierbei werden sämtliche turbulenten Wirbel modelliert und zeitabhängige Fluktuationen im Fluidstrom nicht berücksichtigt (Prieler, 2016).

Die mathematische Grundlage zur Beschreibung dieses Verfahrens von turbulenten Strömungen leitet sich aus experimentellen Versuchen ab. Dadurch entstand der Ansatz, dass sich die Strömungsgrößen aus Überlagerung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten und der zusätzlichen Schwankung darstellen lassen. Dadurch ergibt sich der sogenannte Reynolds-Ansatz, welcher in Gleichung (2-7) dargestellt ist (Oertel jr., et al., 2011).

$$\vec{v}(x, y, z, t) = \bar{\vec{v}}(x, y, z) + \vec{v}'(x, y, z, t) \quad (2-7)$$

Durch Anwendung dieses Ansatzes auf die Navier-Stokes-Gleichungen ergeben sich die Reynolds gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen, auch als RANS bezeichnet. Für kompressible turbulente Strömung kommt meist eine dichtegewichtete Mittelwertbildung, die sogenannte Favre-Mittelung zum Einsatz. Weiters können diese Ansätze auch auf die

Erhaltungsgleichungen von Kontinuität und Energie ausgeweitet werden. In Gleichung (2-8) ist die differentielle Form der RANS-Gleichungen dargestellt. Durch diese Mittelung tritt in der Impulsgleichung der sogenannte Reynolds-Spannungs-Tensor auf, welcher zu einem Schließungsproblem der Gleichungen führt. Dieses kann durch geeignete Modellierungsansätze, sogenannte Turbulenzmodelle, behoben werden. Dabei werden abhängig von den Modellen unterschiedliche Ansätze verwendet, um die Erhaltungsgleichungen zu schließen (Oertel jr., et al., 2011).

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\vec{v}}}{\partial t} + (\bar{\vec{v}} \cdot \bar{\nabla}) \bar{\vec{v}} \right) = -\bar{\nabla} \bar{p} + [\bar{\nabla} \cdot \bar{\tau}] - \bar{\nabla} \cdot \underbrace{(\rho \bar{\vec{v}} \bar{\vec{v}}')} + \rho \bar{f}^B \quad (2-8)$$

Reynolds-Spannungs-Tensor

Wie schon in Abbildung 2-2 dargestellt, sind mögliche Strategien zur Modellierung der Reynolds-Spannungen:

- Wirbelviskositätsmodelle nach dem Ansatz von Boussinesq (Null-, Ein- und Zwei/Mehr-Gleichungs-Modelle)
- Reynolds-Spannungs-Modelle (Modellierung der Komponenten des Spannungstensors)

In Abbildung 2-3 ist das schon zuvor in Kapitel 2.1.2 beschriebene turbulente Energiespektrum mit den Auflösungsmöglichkeiten der unterschiedlichen drei numerischen Lösungsverfahren dargestellt. Dabei ist ersichtlich, dass beim DNS-Verfahren die komplette Energiekaskade direkt gelöst wird, während hingegen bei der RANS-Methode diese vollständig modelliert wird, um so die Rechenzeit und die benötigten Ressourcen deutlich zu verringern.

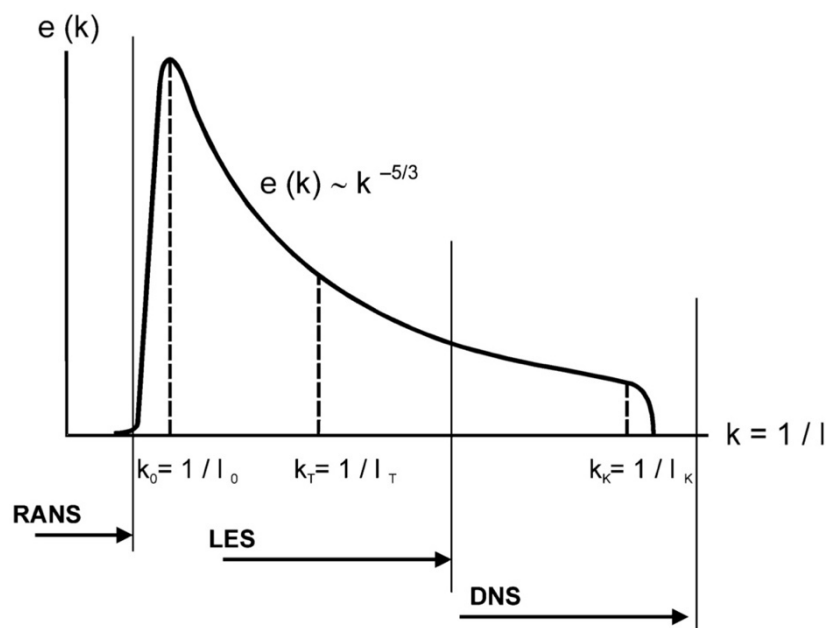


Abbildung 2-3: turbulentes Energiespektrum einer Energiekaskade - Auflösungsmöglichkeiten unterschiedlicher numerischer Lösungsverfahren (Joos, 2006)

In dieser Arbeit sind Zwei/Mehr-Gleichungs-Modelle und das RSM in den einzelnen numerischen Simulationen für die Turbulenzmodellierung verwendet worden. Null- und Ein-Gleichungs-Modelle wurden nicht verwendet, weshalb auf diese nicht näher eingegangen wird.

2.1.3.1 Zwei/Mehr-Gleichungs-Turbulenzmodelle

Zwei/Mehr-Gleichungs-Modelle zählen zu den Wirbelviskositätsmodellen, die dem Ansatz von Boussinesq folgen. Hierbei werden die scheinbaren turbulenten Spannungen mit den tatsächlichen Scherspannungen, mithilfe einer scheinbaren turbulenten Viskosität, auch Wirbelviskosität bzw. Eddy Viskosität genannt, in Verbindung gebracht. Diese Modelle sind vollständige Modelle und benötigen zur Lösungsfindung mindestens zwei zusätzliche Gleichungen, die gelöst werden müssen, um die Beiträge der Turbulenz zur mittleren Strömung zu bestimmen (Sanz, 2016).

k - ε -Modell

Dieses Modell ist aufgrund seiner Robustheit eines der am häufigsten, in numerischen Verfahren implementierten, Zwei-Gleichungs-Modelle. Zusätzlich zu den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, müssen die Transportgleichungen für die kinetische Energie der Turbulenz k und die Dissipationsrate ε gelöst werden. Die Gleichung der turbulenten Viskosität ist in (2-9) dargestellt; diese verknüpft die beiden zusätzlichen Transportgleichungen. Dabei stellt c_m eine Modellkonstante dar, die experimentell ermittelt worden ist (Prieler, 2016).

$$\mu_t = \rho c_m \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-9)$$

Annahme bei Einsatz dieses Modelles ist, dass die Strömung vollständig turbulent ist und die Auswirkungen der molekularen Viskosität vernachlässigt werden. Dies führt dazu, dass die Gleichungen in Wandregionen numerisch instabil werden, da sie eine Isotropie der Turbulenz voraussetzen. Um dem entgegenzuwirken, können je nach Anwendungsfall Dämpfungsfunktionen oder empirische Wandfunktionen verwendet werden, um auch Strömungen in Wandnähe aufzulösen (Farisco, 2012).

Diese Ansätze zur Modellierung wandnaher Regionen werden in Kapitel 2.1.4 näher erläutert.

Realizable k - ε -Modell

Das Realizable k - ε -Modell ist eine Erweiterung des Standard k - ε -Modells. Einige der Hauptunterschiede sind die Modellierung der turbulenten Viskosität, der turbulenten Prandtl-Zahl und einer modifizierten Transportgleichung für die Dissipationsrate ε . Einen enormen Vorteil bietet dieses Modell im Vergleich zum Standard-Modell hinsichtlich hoher Stromlinienkrümmungen (Prieler, 2016).

Dies ist auch der Grund, warum dieses Modell dem Standardmodell in dieser Arbeit vorgezogen worden ist.

k - ω -Modell

Wie auch das k - ε -Modell beinhaltet dieses Modell zwei zusätzliche Gleichungen: Die erste Gleichung definiert die kinetische Energie der Turbulenz k und die zweite die turbulente Frequenz ω , wobei diese einen Wert für die Übertragung der Turbulenzenergie auf den kleinsten Wirbel darstellt. In Gleichung (2-10) und Gleichung (2-11) sind die turbulente Viskosität μ_t und die Dissipationsrate ε definiert, wobei β^* wiederum eine Konstante darstellt (Farisco, 2012).

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2-10)$$

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad (2-11)$$

Vorteile dieses Modells liegen überwiegend in Wandregionen. Hierbei werden im Gegensatz zum k - ε -Modell vereinfachte Wandrandbedingungen verwendet. Weiters wird auf Dämpfungsfunktionen in der Nähe von Wänden verzichtet. Auch können in diesem Modell Rotation und Krümmung schwer modelliert werden (Farisco, 2012; Oertel jr., et al., 2011).

k - ω Shear Stress Transport-Modell (k - ω SST-Modell)

Dieses Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodell kombiniert die beiden k - ε - und k - ω -Modelle. Dadurch ergibt sich eine modifizierte Eddy Viskosität, welche in Gleichung (2-12) dargestellt ist. Der Faktor f_m stellt hierbei eine Dämpfungsfunktion dar (Farisco, 2012).

$$\mu_t = f_m \rho \frac{k}{\omega} \quad (2-12)$$

Durch Kombination der beiden Modelle werden die einzelnen Vorteile zusammengefügt und die jeweiligen Schwächen reduziert. So wird in wandnahen Regionen das k - ω -Modell verwendet, da dieses vereinfachte Wandrandbedingungen besitzt und so zu einer höheren numerischen Stabilität führt, während im wandfernen Außenbereich in der freien Strömung das Standard k - ε -Modell angewendet wird, um so bessere Ergebnisse zu erzielen (Farisco, 2012).

Transition Shear Stress Transport-Modell (Transition SST-Modell)

Ein weiteres Modell zur Turbulenzuntersuchung, das in dieser Arbeit verwendet wurde, ist das Transition SST-Modell, auch γ - Re_θ -Modell genannt. Es basiert auf der Kopplung der k - ω SST-Transportgleichungen mit zwei zusätzlichen Transportgleichungen, um den Transitionsbereich aufzulösen. Damit zählt dieses Modell zu den Transitionsmodellen (ANSYS Inc., 2009).

Die erste Gleichung beschreibt die Intermittenz, die als Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Punkt von einer turbulenten Region beeinflusst wird, definiert ist. Bei der zweiten Größe handelt es sich um die Impulsverlustdicken-Reynoldszahl. Diese ist erforderlich, um den

nicht-lokalen Einfluss von Turbulenzintensität und Druckgradienten an der Grenzschichtkante zu erfassen. Somit werden hierbei 4 zusätzliche Gleichungen zu den Erhaltungsgleichungen gelöst (Cinciripini, 2016).

2.1.3.2 Reynolds-Spannungs-Modell

Den ausgereiftesten Ansatz zur Lösung der RANS-Gleichungen stellt das RSM dar. Die einzelnen Komponenten des Reynolds-Spannungs-Tensors werden durch Lösen einer Transportgleichung für jede Komponente bestimmt. Dadurch werden hierbei sieben Gleichungen gelöst, sechs für die jeweiligen Komponenten des Spannungstensors und eine für die Dissipation. Dies erfordert jedoch eine große Menge an Rechenzeit und Speichergröße, um eine konvergente Lösung der turbulenten Strömung zu erhalten. Anders als die zuvor beschriebenen Modelle, die auf den Wirbelviskositätsansatz basieren, berücksichtigt dieses Modell anisotropes Verhalten komplexer Strömungen und ist deshalb für Strömungen mit hoher Stromlinienkrümmung sehr gut geeignet (Prieler, 2016).

Dadurch ist dieses ein weiteres Modell, mit dem Simulationen in dieser Arbeit durchgeführt wurden.

2.1.4 Ansätze für wandnahe Region

Ein weiterer wichtiger Punkt sind turbulente Strömungen in wandnahen Regionen, da es hierbei oft zu technischen Problemen bei der Berechnung kommt. Gründe dafür sind, dass Wände eine dämpfende Wirkung haben und dadurch die turbulente Strömung anisotrop wird sowie auch eine Erhöhung der Turbulenzerzeugung durch Schermechanismen innerhalb der Strömung (Bredberg, 2000).

Um eine wandnahe Region zu modellieren, gibt es grundsätzlich zwei Ansätze: Der erste Ansatz löst die innere viskos behaftete Region, sprich die viskose Unterschicht und den Übergangsbereich, nicht auf – stattdessen werden empirische Formeln, sogenannte Wandfunktionen, verwendet, um die Region zwischen Wand und der vollständigen turbulenten Strömung zu berücksichtigen. Der große Vorteil liegt darin, dass die Turbulenzmodelle nicht modifiziert werden müssen, um ein Vorhandensein der Wand zu berücksichtigen. Bei diesem Ansatz werden High-Reynolds-Number-Modelle (HRN-Modelle) verwendet (Sanz, 2016).

Für die Modellierung des ersten Ansatzes zeigt Abbildung 2-4 ein dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil im wandnahen Bereich, welches für Strömungen ohne Druckgradienten gilt. Dabei können die wandnahen Regionen in drei Bereiche eingeteilt werden:

- viskose Unterschicht (Viscous sublayer): $0 < y^+ < 5$
- Übergangsbereich (Buffer zone): $5 < y^+ < 30$
- logarithmischer Bereich (Fully turbulent): $30 < y^+ < 200$

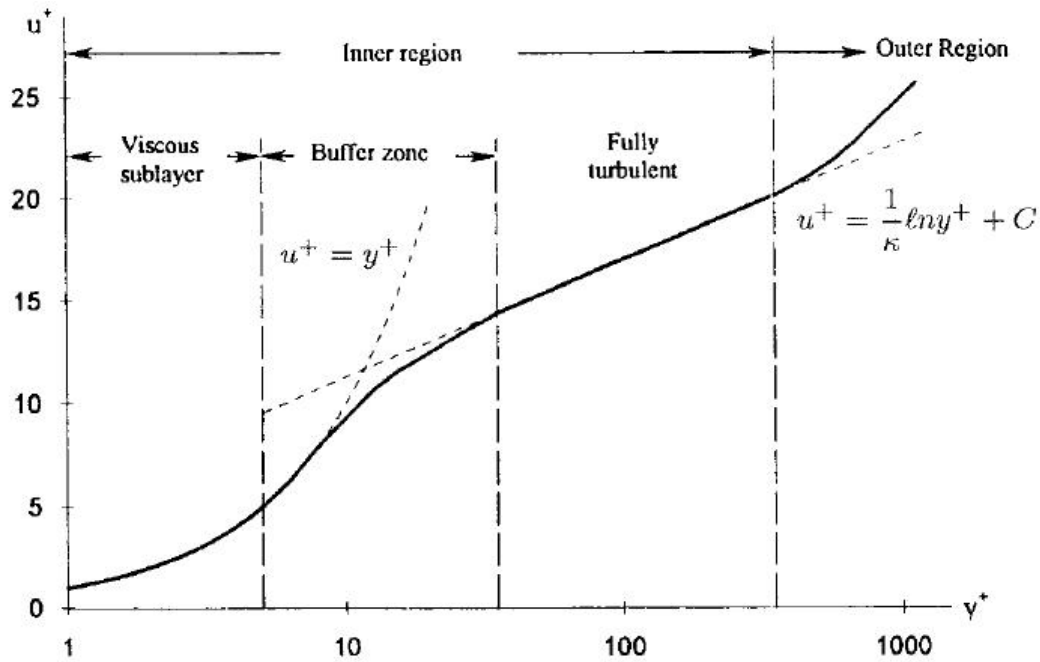


Abbildung 2-4: Geschwindigkeitsprofil im wandnahen Bereich (Farisco, 2012)

Für die viskose Unterschicht und die vollständig turbulente Schicht (logarithmischer Bereich) können die Werte mit den angegebenen Gleichungen in Abbildung 2-4 bestimmt werden. Dabei stellen κ und C Konstanten dar, die experimentell ermittelt wurden. Für den Übergangsbereich existiert keine spezifische Formel. Dieser wird durch analytische Ausdrücke, die den Charakter von Interpolationsmethoden zwischen dem linearen und dem logarithmischen Gesetz aufweisen, angegeben (Spurk, 2013).

Die Unterteilung der turbulenten Grenzschicht erfolgt durch die dimensionslosen Werte der Geschwindigkeit u^+ und dem dazugehörigen senkrechten Wandabstand y^+ . Die Berechnung dieser Werte erfolgt aus den Gleichungen (2-13), (2-14) und (2-15), wobei u_τ als Schubspannungsgeschwindigkeit und τ_w als Wandschubspannung definiert ist (Farisco, 2012).

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (2-13)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau}{\nu} y \quad (2-14)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2-15)$$

Damit der Ansatz für das logarithmische Wandgesetz seine Gültigkeit hat, muss die Strömung eindeutig turbulent sein. Dies ist der Fall, wenn die Reynoldszahl hinreichend groß ist (Brenn & Meile, 2011).

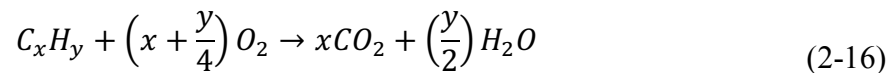
Der zweite Ansatz besteht darin, ein sehr feines Netz in Wandnähe zu generieren, um die Strömung mit Dämpfungsfunktionen aufzulösen. Diese Methode wird als Integrationsmethode bezeichnet und setzt ein Low-Reynolds-Number-Modell (LRN-Modell) voraus. Dabei wird die durch die Viskosität beeinflusste Region bis zur Wand, einschließlich der viskosen Unterschicht, aufgelöst. Gut anwendbar ist diese Methode bei geringen Reynoldszahlen, für größere Werte können HRN-Modelle mit entsprechenden Wandfunktionen verwendet werden (Bredberg, 2000).

2.2 Grundlagen der Verbrennung

In diesem Kapitel werden die benötigten Grundlagen der Thermodynamik, und dabei insbesondere jene von Verbrennungsprozessen und drallstabilisierten Flammen, behandelt. Weiters wird ein Überblick über die verwendeten Verbrennungs- und Strahlungsmodelle in dieser Arbeit geschaffen.

2.2.1 Verbrennung von Kohlenwasserstoffen

Allgemein kann ein Verbrennungsprozess als chemische Reaktion einer brennbaren Substanz mit Sauerstoff angesehen werden. Mit der in (2-16) angeführten Gleichung, welche die globale Reaktion darstellt, können die Molanteile der Reaktionspartner bzw. auch die Molanteile der Reaktionsprodukte bei einem Verbrennungsprozess von gasförmigen Kohlenwasserstoffen bestimmt werden. Dabei wird eine unendlich schnelle chemische Reaktion und vollständige Umwandlung zu den Produkten angenommen (Eichlseder, 2013).



Um die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen zu starten, müssen die Bindungen der C- und H-Atome aufgebrochen werden, wozu das Überschreiten der sogenannten Aktivierungsenergie notwendig ist. Bei diesem Prozess, der auch als Entzündung bekannt ist, entstehen Radikale wie OH* etc., die hochreaktive Moleküle mit ungepaarten Elektronen darstellen (Joos, 2006; Prieler, 2016).

Sauerstoffbedarf

Damit eine Verbrennung eines Elementes vollständig abläuft, ist eine minimale Menge an Sauerstoff nötig. Durch diese Mindestsauerstoffmenge kann auf den minimalen Luftbedarf geschlossen werden. Dies ist in Gleichung (2-17), welche das stöchiometrische Gesetz darstellt, beschrieben. Hierbei wird angenommen, dass sich die Bestandteile der Luft sich aus 21 Vol% O₂ und 79 Vol% N₂ zusammensetzen (Eichlseder, 2013).

$$L_{min} = \frac{1}{0,21} O_{2min} \quad (2-17)$$

Ein weiterer wichtiger Parameter ist das sogenannte Luftverhältnis λ (2-18), es beschreibt die tatsächliche Luftmenge im Verhältnis zur minimalen Luftmenge. Für eine vollständige Verbrennung nimmt λ Werte ≥ 1 an, während hingegen für unvollständige Verbrennung $\lambda < 1$ ist (Eichlseder, 2013).

$$\lambda = \frac{L}{L_{min}} \quad (2-18)$$

Bei einer Verbrennung mit Luftüberschuss $\lambda > 1$ treten im Gegensatz zur stöchiometrischen Verbrennung $\lambda = 1$ nicht nur die Reaktionsprodukte nach der vollständigen Verbrennung auf, sondern auch eine Restmenge an Sauerstoff und Stickstoff. Bei einer unvollständigen Verbrennung wird der Kraftstoff nicht vollständig umgewandelt und es entstehen dabei Produkte wie CO (Eichlseder, 2013).

Eine weitere Kennzahl – die für die Verbrennung in thermischen Turbomaschinen verwendet wird – stellt das Äquivalenzverhältnis ϕ (2-19) dar: Dieses definiert, ob eine kraftstoffreiche ($\phi > 1$), kraftstoffarme ($\phi < 1$) oder stöchiometrische ($\phi = 1$) Verbrennung vorliegt (Borm, 2013).

$$\phi = \frac{1}{\lambda} \quad (2-19)$$

Molen- und Massenbruch

Bei der Modellierung eines Verbrennungsprozesses müssen die einzelnen Komponenten des Gasmisches – auch Spezies genannt – berücksichtigt werden. Diese Spezies können in Form von Molekülen, Atomen und Radikalen auftreten. Für jede Komponente k in einem Gasmisch kann ein Stoffmengenanteil definiert werden. Dabei können entweder die Mol- oder Massenanteile der chemischen Komponenten bestimmt werden. Diese sind in Gleichung (2-20) und Gleichung (2-21) dargestellt. n_k und m_k stellen hierbei die Molanzahl bzw. die Masse der jeweiligen Komponente und n_{Gesamt} und m_{Gesamt} die jeweilige Gesamtmolanzahl sowie die Gesamtmasse dar (Borm, 2013).

$$X_k = \frac{n_k}{n_{Gesamt}} \quad (2-20)$$

$$Y_k = \frac{m_k}{m_{Gesamt}} \quad (2-21)$$

Bindeglied zwischen Molen- und Massenbruch stellt die molare Masse M dar. Dies ist in Gleichung (2-22) und Gleichung (2-23) dargestellt. M_k definiert die molare Masse der Komponente und M_{Gesamt} die molare Masse des gesamten Gemisches (Borm, 2013).

$$Y_k = X_k \frac{M_k}{M_{Gesamt}} \quad (2-22)$$

$$X_k = Y_k \frac{M_{Gesamt}}{M_k} \quad (2-23)$$

Elementarmassenbruch

Während eines Verbrennungsprozesses ist die Anzahl der Mole bzw. Masse einer Spezies nicht konstant. Im Gegensatz dazu bleibt die Masse jedes Elementes i wie C, O, H während der Verbrennung unverändert. Der Elementarmassenanteil ist in Gleichung (2-24) definiert. Dabei stellt m_i die Masse des einzelnen Elementes und m_{Gesamt} die Masse aller Elemente dar (Borm, 2013).

$$Z_i = \frac{m_i}{m_{Gesamt}} \quad (2-24)$$

Mischungsbruch

Vielfach werden in technischen Anwendungen nur zwei Ströme, nämlich ein Brennstoff und ein Oxidator, bei dem es sich meist um Luft oder reinen Sauerstoff handelt, getrennt zugeführt. Dadurch wird der Mischungsbruch als der Massenanteil des Brennstoffstromes im Gesamtgasgemisch definiert. Der Mischungsbruch ist in Gleichung (2-25) dargestellt und nimmt Werte zwischen 0 und 1 an (Prieler, 2016).

$$f = \frac{\dot{m}_{Brennstoff}}{\dot{m}_{Brennstoff} + \dot{m}_{Oxidator}} = \frac{Z_i - Z_{i,oxidator}}{Z_{i,Brennstoff} - Z_{i,oxidator}} \quad (2-25)$$

Erhaltungsgleichung der Spezies

Zusätzlich zu Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichung wird bei turbulenten Verbrennungsprozessen eine weitere benötigt. Diese Gleichung ist in (2-26) dargestellt und wird Erhaltungsgleichung der chemischen Spezies genannt.

$$\frac{\partial(\rho Y_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho Y_k \vec{v}) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_k + S_k \quad (2-26)$$

Die Massenerhaltung ist über die Massenbrüche Y_k der jeweiligen chemischen Spezies gegeben. \vec{J}_k beschreibt die molekulare Diffusion und S_k stellt den chemischen Quellterm, der die Bildungsgeschwindigkeit enthält, dar. Dieser wird durch das jeweilige gewählte Verbrennungsmodell modelliert. In turbulenten Strömungen mit hoher Reynoldszahl kann die molekulare Diffusion gegenüber dem turbulenten Transport vernachlässigt werden. Das ermöglicht in der Regel eine vereinfachte Betrachtung der diffusen Flüsse (Riesmeier, 2004).

2.2.2 Arten der Verbrennung

Einen wichtigen Aspekt stellt die Vermischung des Brennstoffes mit dem Oxidationsmittel dar. Dabei wird grundsätzlich zwischen vorgemischten Flammen, nicht-vorgemischten- bzw. Diffusionsflammen und teilweise-vorgemischten Flammen unterschieden. Je nach Anwendungsgebiet kommt eine dieser Varianten zum Einsatz.

Vorgemischte Flamme

Allgemein ist die chemische Reaktion bei einer Verbrennung, und somit auch die Gestalt der Flamme, sehr stark von dem Strömungsfeld und den Mischungsvorgängen zwischen Brennstoff und Oxidationsmittel abhängig. Darin ergibt sich ein großer Vorteil eines vorgemischten Gasmischtes, da der anschließende Verbrennungsprozess nicht durch die Mischungsvorgänge beeinflusst wird. Den einfachsten Fall stellt hierbei eine homogene Durchmischung in einem laminaren Strömungsfeld dar (Joos, 2006).

Die laminare Vormischflamme zeichnet sich durch eine Flammenfront endlicher Dicke aus, die sich mit einer charakteristischen Geschwindigkeit in das Reaktionsgemisch hinein bewegt. Liegt kein ruhendes bzw. laminares Strömungsfeld vor, indem sich die Reaktionsfront hinein bewegt, lässt sich eine turbulente Flammenausbreitung beobachten (Engler-Bunte-Institut, 2018).

Dabei wird die Flammenfront durch turbulente Wirbel verzerrt. Eine turbulente vorgemischte Verbrennung wird angewendet, wenn eine hohe Verbrennungsintensität auf kleinen Raum vorliegt. Die Grundlage zur Modellierung turbulenter Flammen bilden laminare Flammenstrukturen, hierbei stellen flache Flammen wie Bunsenbrennerflammen mit einer ebenen oder konischen Flammenfront sowie Gasherdfammen, welche in Abbildung 2-5 dargestellt ist, die einfachsten vorgemischten Flammen dar (Prieler, 2016).



Abbildung 2-5: Vormischflamme (Giuliani, 2016)

Diffusionsflamme

Unter Diffusionsflammen werden nicht-vorgemischte Flammen verstanden, da hierbei die Mischung durch Konvektion und Diffusion erfolgt. Dabei tritt die Vermischung von Brennstoff und Oxidationsmittel sowie die chemische Reaktion gleichzeitig auf. In erster Näherung findet die Verbrennung in Bereichen statt, wo die Konzentration aus Brennstoff und Sauerstoff einen stöchiometrischen Zustand bildet. In diesen Bereichen und ihrer unmittelbaren Umgebung werden Brennstoff und Sauerstoff vollständig verbraucht (Peters, 2006).

Die unverbrannten Gase werden durch Konvektion und Diffusion von der brennstoffreichen und brennstoffarmen Seite zur Flammenfront transportiert. Durch die heißen verbrannten Gase wird das Gemisch nach dem Mischvorgang in der Flammenzone gezündet. Aufgrund der Vermischung und Wärmeverluste ist die Flammentemperatur von Diffusionsflammen niedriger als die von Vormischflammen. Weiters nimmt die Rußemission im Gegensatz zu Vormischflammen, die aufgrund der vorgegebenen Stöchiometrie des Gasgemisches weitgehend rußfrei sind, zu (Prieler, 2016).

Ein typisches Beispiel einer Diffusionsflamme stellt eine Kerzenflamme dar, diese ist in Abbildung 2-6 dargestellt.



Abbildung 2-6: Diffusionsflamme (Giuliani, 2016)

Bei einer turbulenten Diffusionsflamme wird die glatte Oberfläche der Flammenfront durch den vorliegenden turbulenten Fluidstrom gestört. Somit wird auch hier, ähnlich wie bei Vormischflammen, die Flammenzone gekrümmt (Prieler, 2016).

Teilweise vorgemischte Flamme

Bei einer teilweise vorgemischten Flamme, welche in Abbildung 2-7 dargestellt ist, wird die gesamte Menge des Brennstoffes mit einem Teil des Oxidationsmittels vorgemischt. Dieses Gemisch ist in der Regel brennstoffreich, um die Rußbildung und die Temperaturen zu minimieren. Die endgültige Verbrennung tritt auf, wenn das Gemisch auf den weiteren Teil des Oxidationsmittels trifft. Die Temperaturen liegen hierbei zwischen Vormischungsflamme und Diffusionsflamme. Weiters wird eine höhere Stabilität der Flamme als bei vorgemischter Verbrennung erreicht (Prieler, 2016).



Abbildung 2-7: teilweise vorgemischte Flamme (Giuliani, 2016)

2.2.3 Drallstabilisierte Flamme

Bei der in dieser Arbeit untersuchten Flamme handelt es sich um eine drallstabilisierte Flamme, wie sie in thermischen Turbomaschinen eingesetzt werden. Dabei ist dies eine aerodynamische Klassifizierung und nicht eine verbrennungstechnische. Bei diesen Flammen wird der Strömung ein Drall aufgeprägt, der ein „Aufplatzen“ der Flamme und somit eine zentrale Rezirkulationszone verursacht (siehe Abbildung 2-8).

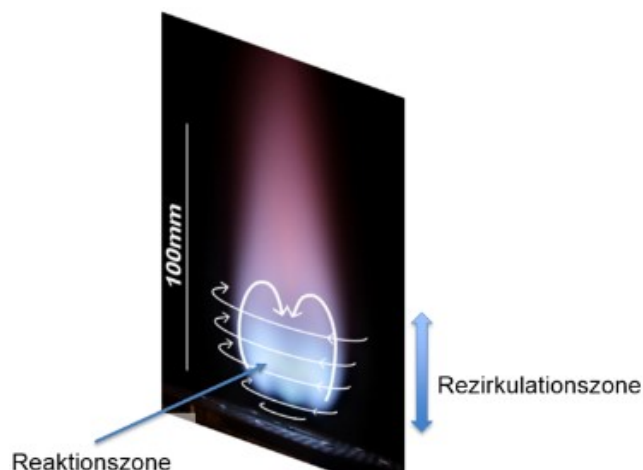


Abbildung 2-8: drallstabilisierte Flamme

In der Dralldüse wird entweder der Brennstoff (z.B. Kerosin, Methan) mit Luft vermischt, oder bereits mit einem vorgemischten Brennstoff-Luft-Gemisch beaufschlagt. Diese Flammen erscheinen abgehoben. Bei Vorliegen einer mageren Verbrennung – zur NO_x Reduktion – neigen diese Flammen zu thermoakustischen Oszillationen, welche sich im Falle einer Brennkammerresonanz (Hohlraumresonanz) aufschaukeln können. Hierbei kann es zum Erlöschen der Flamme (flame out), oder zur Beschädigung von Bauteilen durch die Druckschwankungen kommen. In jedem Fall ist diese instabile Verbrennung Quelle von Schallemissionen.

Drallzahl

Einen sehr wichtigen Parameter stellt der Drall eines Fluidstromes dar, da dieser besonders bei Verbrennungsprozessen mit hohen Geschwindigkeiten zur Stabilisierung der Flamme dient. Somit stellt bei der Auslegung von Brennkammerströmungen die Drallzahl (engl. Swirlnumber), die den Drall innerhalb eines Fluidstromes definiert, ein wichtiges Hauptmerkmal dar (March, 2017).

Sehr hohe Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb von Brennkammern sind typischerweise ein Problem bei einem Verbrennungsprozessen. Zur Kompensierung ist eine Erhöhung turbulenter Flammengeschwindigkeit sowie der Durchmischung von dem unverbrannten Kraftstoff-Luft-Gemisch bzw. eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit notwendig (March, 2017).

Dabei kann durch Einbringung eines Dralls in den Fluidstrom die Strömungsgeschwindigkeit verringert werden. Dies passiert infolge einer entstehenden Rezirkulationszone, die bei verdrallten Strömungen mit hohen Verwirbelungsgraden aufgrund von erzeugten axialen und radialen Druckgradienten hervorgerufen wird. In Abbildung 2-9 ist dieses Phänomen einer entstehenden Rezirkulationszone dargestellt (Leitgeb, 2012).

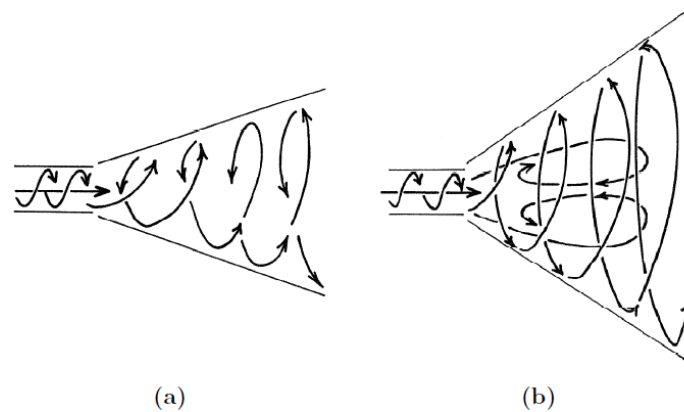


Abbildung 2-9: verdrehte Freistrahlen: (a) geringe Drallzahl, (b) hohe Drallzahl mit Rezirkulation (Leitgeb, 2012)

Der Grad zur Charakterisierung einer drallbehafteten Strömung stellt die bereits erwähnte Drallzahl dar. Diese ist in Gleichung (2-27) definiert und beschreibt dabei das Verhältnis von tangentialen- zu axialen Impulsstrom an einer definierten axialen Position über dem Düsenaustritt. Weiters handelt es sich bei dieser Definition um eine vereinfachte Annahme, da der Druckterm, der den Unterschied des Druckes zwischen der drallbehafteten Strömung und dem ruhenden Fluid darstellt, vernachlässigt wurde. Grund dafür stellt der Umstand dar, dass dieser oft schwer und nur durch viel Aufwand ermittelbar ist (Candel, et al., 2014).

$$S = \frac{2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{max}} \rho \cdot v \cdot u \cdot r^2 \cdot dr \cdot d\varphi}{D \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{max}} \rho \cdot u^2 \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi} = \frac{\text{tangentialer Impulsstrom}}{\text{axialen Impulsstrom}} \quad (2-27)$$

In Abbildung 2-10 ist ein infinitesimales Schnittelement eines Freistrahls abgebildet. Dieses beinhaltet die einzelnen Terme, die in Gleichung (2-27) dargestellt und zur Berechnung der Drallzahl notwendig sind. Dabei stellt die x-Koordinate die axiale Richtung mit dazugehöriger Axialgeschwindigkeit u und Tangentialgeschwindigkeit v dar.

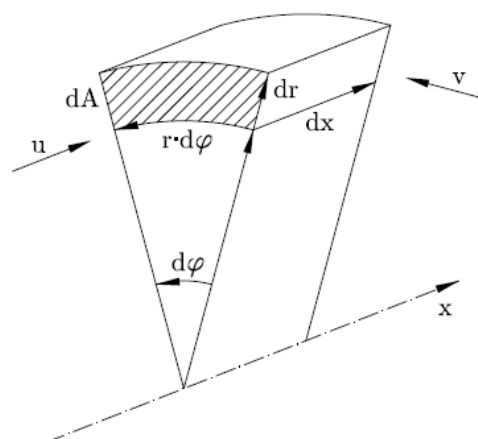


Abbildung 2-10: infinitesimales Schnittelement eines drallbehafteten Freistrahls (Leitgeb, 2012)

2.2.4 Verbrennungsmodellierung

Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen verwendeten Verbrennungsmodelle in dieser Arbeit zur Schließung des chemischen Quellterms in der Transportgleichung der Spezies näher beschrieben. Dabei wurden alle vier nachfolgend erläuterten Modelle wahlweise angewandt.

2.2.4.1 Eddy-Dissipation-Modell (ED-Modell)

Dieses Modell ist besonders für sehr große Reynoldszahlen geeignet, die bei turbulenten Strömungen auftreten. Der Verbrennungsprozess wird hierbei unter der Annahme, dass die Reaktionskinetik im Vergleich zur turbulenten Mischung unendlich schnell abläuft, modelliert. Somit läuft die Reaktion mischungskontrolliert ab. Dies hat zur Folge, dass die Flamme nur durch die turbulente Mischung charakterisiert wird. Weiters basiert dieses Modell nur auf der Annahme einer Bruttoreaktionsgleichung. Sehr gute Ergebnisse können für Vormisch- und Diffusionsflammen, welche mit schnell reagierenden Kraftstoffen, die einen Großteil der allgemein verwendeten Kraftstoffe darstellen, erzielt werden (Borm, 2013).

Ein Nachteil dieses Modell ergibt sich aus der fehlenden Berücksichtigung von Nichtgleichgewichtseffekten. Weiters wird in Bereichen endlicher Chemie der Brennstoffverbrauch überschätzt, was zu erhöhten Temperaturen führt und somit einen weiteren Schwachpunkt dieses Verbrennungsmodells darstellt (Joos, 2006).

2.2.4.2 Eddy-Dissipation-Concept-Modell (EDC-Modell)

Bei dem EDC-Modell handelt es sich um eine Erweiterung des ED-Modells: Bei diesem wird zusätzlich auch der Einfluss der chemischen Reaktionskinetik berücksichtigt. Dabei wird angenommen, dass die Reaktion auf sehr kleinen Skalen stattfindet, dadurch wird der vollständige chemische Reaktionsmechanismus für jeden Iterationsschritt gelöst. Wie auch das ED-Modell ist das EDC-Modell für turbulente Strömungen mit sehr hohen Reynoldszahlen geeignet. Zur Auflösung der Skalen stellen Gleichung (2-28) und Gleichung (2-29) den Volumen- und Zeitanteil dar, bei den Werten C_ζ und C_t handelt es sich hierbei um konstante Werte (Epple, et al., 2012).

$$\zeta^* = C_\zeta \left(\frac{\mu \varepsilon}{\rho k^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2-28)$$

$$t^* = C_t \left(\frac{\mu}{\rho \varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-29)$$

Nachteil durch Lösen des vollständigen chemischen Reaktionsmechanismus innerhalb jedes Iterationsschrittes bei der Verwendung dieses Modells sind die dabei entstehen hohen Berechnungszeiten. Eine Reduktion der Rechenzeit ist mittels ISAT (In situ adaptive tabulation) mit einer Fehlertoleranz von mindesten 10^{-5} möglich (Prieler, 2016).

Bei dem ISAT-Verfahren handelt es sich um eine automatisierte Methode zur Tabellenerstellung, bei der die einzelnen Ergebnisse in Tabellen abgelegt werden, um so den erforderlichen Speicherbedarf und die Zugriffszeit zu senken (Joos, 2006).

Wie auch mit dem ED-Modell können mit diesem Modell Vormischflammen, teilweise vorgemischte Flammen sowie Diffusionsflammen simuliert werden (Fluent Inc., 2003).

2.2.4.3 Steady-Laminar-Flamelet-Modell (SLF-Modell)

Ein anderes Modell zur Simulation von nicht-vorgemischten und teilweise-vorgemischten Verbrennungsprozessen ist das sogenannte SLF-Modell.

Die Grundlage der Flamelet Modelle stellt die Trennung der chemischen Dynamik und des turbulenten Strömungsfeldes dar. Hierbei wird angenommen, dass die chemischen Reaktionszeiten wesentlich geringer sind als die turbulenten Mischungszeiten. Dies ermöglicht weiters die Annahme, dass sich eine turbulente dreidimensionale Flammenfront aus einer Vielzahl an eindimensionalen laminaren Flammen, welche Flamelets genannt werden, zusammensetzt. Diese laminaren Flamelets werden mit einem detaillierten Reaktionsmechanismus simuliert (Joos, 2006).

Bei dem SLF-Modell werden stationäre laminare Gegenstrom Diffusionsflammen verwendet (Müller, et al., 2013).

Zur Beschreibung des chemischen und thermodynamischen Zustandes in jedem Punkt der Flamelets wird der Mischungsbruch und die skalare Dissipationsgeschwindigkeit X , welche die lokale Mischungsrate charakterisiert und somit eine Abweichung des chemischen Gleichgewichtes darstellt, herangezogen. Diese Zustände werden in einer externen Tabelle gespeichert und während der Simulation ausgelesen. Vorteil hierbei ist, dass durch diese Erstellung von Chemietabellen die detaillierten Reaktionsmechanismen darin enthalten sind und somit eine Abbildung von Nebenspezies möglich ist (Klenke, 2016).

Die anschließende Koppelung der Flamelet-Gleichungen mit dem turbulenten Strömungsfeld erfolgt über Turbulenz/Chemie-Interaktionsmodelle wie z.B. der Probability-Density-Function (PDF), welche in dieser Arbeit verwendet wurde. Dabei wird bei der Koppelung eine PDF in Abhängigkeit des Mischungsbruches und der skalaren Diffusionsgeschwindigkeit bestimmt (Joos, 2006).

Auch ist das SLF-Modell bei der Modellierung einer Verbrennung, genauso wie das ED-Modell, auf Effekte endlich schneller Chemie beschränkt und kann somit keine Nichtgleichgewichtseffekte wie langsam chemische Vorgänge und Entzündungsvorgänge erfassen (ANSYS Inc., 2009).

2.2.4.4 Flamelet-Generated-Manifolds-Modell (FGM-Modell)

Dieses Modell basiert auch auf der zuvor genannten Flamelet-Theorie und teilt die Grundannahme, wonach eine mehrdimensionale Flamme als eine Vielzahl von 1D-Flamelets betrachtet werden kann (Klenke, 2016). Ein entscheidender Unterschied liegt hierbei in der Basis der Modellierung der eindimensionalen Flammen: So werden beim SLF-Modell Diffusionsflammen verwendet, während hingegen beim FGM-Modell Vormisch- oder Diffusion-Flamelets verwendet werden können (ANSYS Inc., 2009).

Da bei dem FGM-Modell durch die Verwendung von Flamelets eine Mannigfaltigkeit erzeugt wird, kann dieses Modell als Kombination von Flamelet- und Mannigfaltigkeitsansatz angesehen werden. Wie auch beim SLF-Modell werden die thermochemischen Variablen in einer Datenbank gespeichert und während der Flammensimulation abgerufen, was somit ebenfalls eine Darstellung von Nebenspezies ermöglicht (van Oijen & de Goey, 2000).

Weiters ist das FGM-Modell für die Effekte endlich schneller Chemie um eine weitere den Reaktionsfortschritt repräsentierende Variable erweitert worden, was somit zu einer deutlichen

Reduktion der benötigten Rechenkapazität führt, da die Parametrisierung der chemischen und thermodynamischen Zustandsgrößen der Flamelets über zwei den Reaktionsfortschritt beschreibenden Variablen erfolgt (Klenke, 2016).

Der Einsatzbereich des FGM-Modells umfasst alle Arten von Flammen – es können vorgemischte, teilweise vorgemischte sowie Diffusionsflammen modelliert und simuliert werden (Joos, 2006).

2.2.5 Strahlungsmodellierung

Unter Wärmestrahlung versteht man die Aussendung von Energie in Form von elektromagnetischen Wellen. Diese ist nicht mediumsgelunden und wird von allen Objekten ab einer Temperatur von $T > 0$ K in Form von Strahlung emittiert. Um diesen Strahlungstransport numerisch zu modellieren, wird die allgemeine Strahlungstransportgleichung, die in Gleichung (2-30) dargestellt ist, mit unterschiedlichen Modellen gelöst. Diese Integro-Differentialgleichung ist numerisch extrem aufwendig, beschreibt jedoch alle Mechanismen, die zum Strahlungstransport beitragen. Hierbei entspricht $I(s, \omega)$ der Strahlungsintensität, welche den Wärmestrom normal zum Strahl pro Fläche s und Raumwinkel ω angibt. Weiters beinhaltet die Gleichung den Absorptionskoeffizienten a , den Streukoeffizienten σ_s , die Stefan-Boltzmann Konstante σ und die Streuungs-Phasenfunktion Φ , welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Strahl von einer Richtung in die gleiche Richtung gestreut wird wie ein anderer (Hochenauer, 2016).

$$\frac{\partial I(s, \omega)}{\partial s} = -(a + \sigma_s)I(s, \omega) + a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(s, \omega) \Phi d\omega \quad (2-30)$$

In dieser Arbeit wurde das Discrete-Ordinates (DO)-Modell verwendet, um die allgemeine Strahlungstransportgleichung zu lösen, welche in nachfolgend näher beschrieben werden.

2.2.5.1 DO-Modell zur Strahlungsmodellierung

Bei dem DO-Modell wird die Strahlungstransportgleichung für eine finite Anzahl an Raumwinkeln oder Richtungen berechnet. Durch die Diskretisierung der einzelnen Raumwinkel entstehen viele zusätzliche Transportgleichungen, die gelöst werden müssen, was sich hierbei deutlich auf die Rechenzeit auswirkt. Großer Vorteil dieses Modells liegt in der großen Anzahl an Anwendungsfällen, wo es Einsatz findet (Hochenauer, 2016).

3 Netzgitter

Um technische Prozesse, die mittels Differentialgleichungen beschrieben werden, numerisch zu simulieren, werden Netzgitter – sogenannte „Meshes“ – benötigt. Dabei wird das Lösungsgebiet mit Netzlinien überzogen, um so die Geometrie in kleine Flächen im 2D- oder Volumina im 3D-Bereich zu unterteilen. Die anschließende numerische Berechnung erfolgt innerhalb jeder Zelle unter Berücksichtigung verschiedener Interpolationsmethoden, welche in Kapitel 4.2 noch näher behandelt werden. Somit stellen die Netzgitter die Grundlage einer jeden numerischen Berechnung dar (Hochenauer, 2016).

3.1 Arten von Zelltypen

Je nach Geometrie und Anwendungsfall werden die verschiedenen Zelltypen sowie die Größen der einzelnen Zellen des Netzgitters festgelegt. Dabei werden diese in Abhängigkeit von beispielsweise hohen Geschwindigkeiten, Temperaturgradienten oder Speziesgradienten gewählt (Prieler, 2016). Abbildung 3-1 stellt eine Übersicht der verschiedenen Zelltypen dar. In dieser Arbeit wurden nur Tetraeder- und Hexaederelemente verwendet.

Der Vorteil in Tetraederelementen liegt in der Generierung des Netzgitters, die hierbei vollautomatisch erfolgt. Dabei wird das zur Verfügung gestellte Volumen einfach mit tetraedrischen Elementen gefüllt. Somit lassen sich dadurch sehr komplexe Geometrien einfach vernetzen (Otto, 2009).

Im Gegensatz dazu sind Hexaederelemente nur im geringen Maß automatisierbar und stellen somit eine anspruchsvollere Variante bei der Gittergenerierung dar. Hierbei kann jedoch eine gezielte Beeinflussung der Netzstruktur erfolgen. Weiters zeigen Hexaederelemente die beste Möglichkeit, eine gute Netzqualität bei hoher Berechnungseffizienz durch die sehr hohe Lösungsgenauigkeit zu erzeugen (Otto, 2009).

In Bereichen, in denen eine Grenzschicht vorhanden ist, sollten quadratische, hexagonale oder prismenförmige Elemente verwendet werden, um diese fein aufzulösen (Hochenauer, 2016).

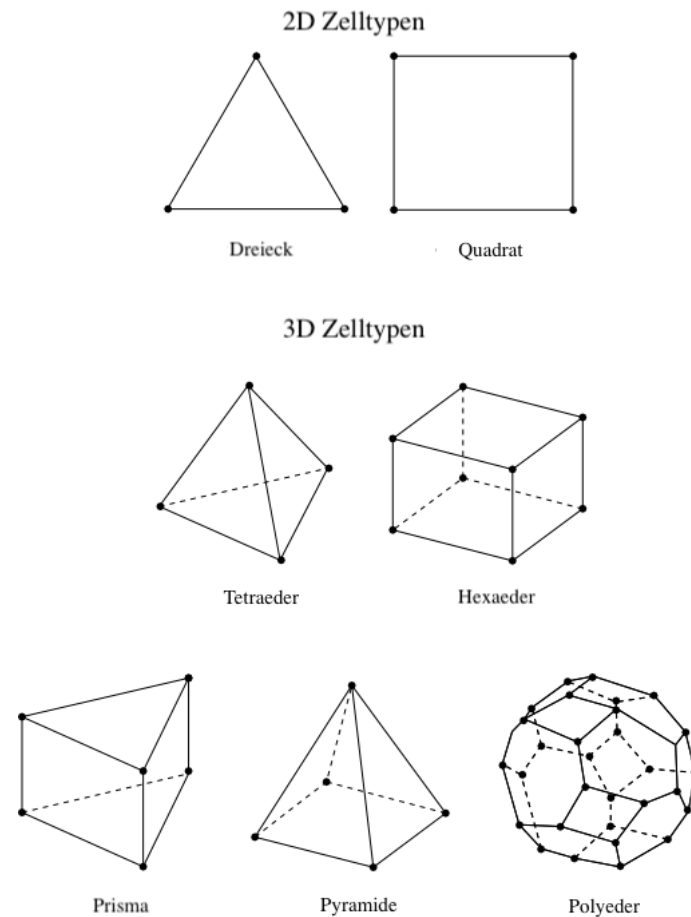


Abbildung 3-1: Übersicht Zelltypen (Hochenauer, 2016)

Der Aufbau des Gitters ist ein weiterer wichtiger Punkt. Für Strömungsberechnungen werden in den meisten Fällen randangepasste, nicht orthogonale Gitter verwendet. Dabei erfolgt eine Einteilung in strukturiert, unstrukturiert und hybrid, welche auch in dieser Arbeit verwendet wurden. Vorteil ist, dass das Gitter an jede Geometrie angepasst und auch in Bereichen von Grenzschichten und hohen Gradienten beliebig verfeinert werden kann (Hochenauer, 2016).

3.2 Überprüfung der Qualität von Netzgitter

Zur Bewertung der Qualität eines Netzgitters werden unterschiedliche Parameter herangezogen. Die Qualität eines Netzgitters ist entscheidend für die Genauigkeit und die Stabilität der späteren numerischen Simulation.

3.2.1 Skewness

Dieser Kennwert wird mithilfe des EquiAngle Skew (Q_{EAS}) beschrieben und gibt Auskunft über die Schiefheit bzw. Verzerrtheit einer Zelle. In nachfolgender Gleichung (3-1) ist die Berechnung dieses Wertes dargestellt.

$$Q_{EAS} = \max \left\{ \frac{\theta_{max} - \theta_{eq}}{180 - \theta_{eq}}, \frac{\theta_{eq} - \theta_{min}}{\theta_{eq}} \right\} \quad (3-1)$$

Dabei beinhalten θ_{max} und θ_{min} den maximalen bzw. den minimalen Winkel zwischen den Kanten des jeweiligen Zellelements und θ_{eq} den charakteristischen Winkel einer gleichseitigen Zelle derselben Zellform. Hinsichtlich der Größenordnung sollte bei Netzgittern mit Tetraederelementen die maximale Skewness unter 0,9 und bei Hexaederelementen unter 0,85 liegen (Hochenauer, 2016).

3.2.2 Aspect Ratio

Einen weiteren wichtigen Indikator stellt der sogenannte Aspect Ratio für die Qualität eines Netzgitters dar. Dieser gibt Auskunft über die Streckung der Zelle und ist definiert als das Verhältnis des maximalen zum minimalen Abstand vom Zellenmittelpunkt zum Seitenflächenmittelpunkt und vom Mittelpunkt der Zelle zum Eckpunkt der Zelle. Dies ist in Abbildung 3-2 dargestellt (Hochenauer, 2016).

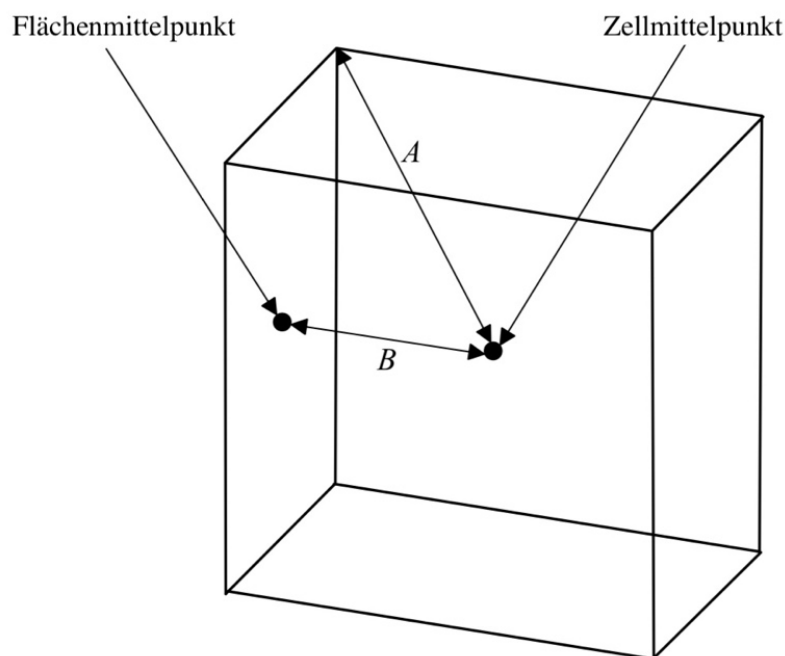


Abbildung 3-2: Definition Aspect Ratio (Hochenauer, 2016)

Somit lässt sich der Aspect Ratio durch Gleichung (3-2) definieren.

$$\text{Aspect Ratio} = \frac{A}{B} \quad (3-2)$$

Bei numerischen Simulationen sollte ein Wert von 35 nicht überschritten werden, jedoch kann bei stark richtungsabhängigen Strömungen ein größerer Aspect Ratio zu besseren Ergebnissen führen (Hochenauer, 2016).

3.2.3 Orthogonal Quality

Die Orthogonal Quality stellt ein weiteres wichtiges Qualitätsmerkmal eines Netzgitters dar. Diese kann über Gleichung (3-3) und Gleichung (3-4) bestimmt werden. Dabei stellt \vec{A}_i den Flächenvektor, \vec{f}_i den Vektor von Zellmittelpunkt zum Flächenmittelpunkt und \vec{c}_i den Vektor von Zellmittelpunkt zum Zellmittelpunkt der angrenzenden Zelle dar (Hochenauer, 2016).

$$\frac{\vec{A}_i \cdot \vec{f}_i}{|\vec{A}_i| \cdot |\vec{f}_i|} \quad (3-3)$$

$$\frac{\vec{A}_i \cdot \vec{c}_i}{|\vec{A}_i| \cdot |\vec{c}_i|} \quad (3-4)$$

Zur besseren Veranschaulichung ist dies in Abbildung 3-3 dargestellt. Somit weisen schlechte Zellen eine Orthogonal Quality von 0 und die besten Zellen von 1 auf. Weiters sollte die schlechteste Zelle einen Wert größer 0,01 aufweisen (Hochenauer, 2016).

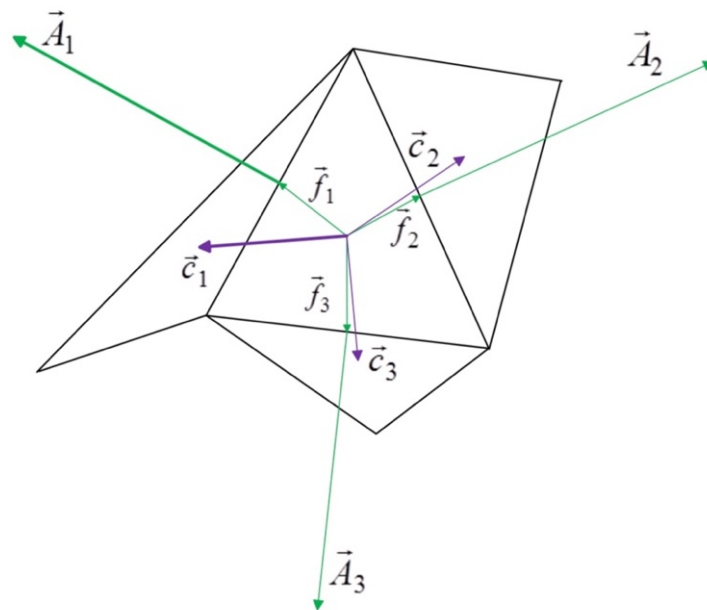


Abbildung 3-3: Definition Orthogonal Quality (Hochenauer, 2016)

4 Numerik

Unter Numerik oder numerischer Mathematik versteht man das Finden von approximierten Lösungen mithilfe von Computern. Diese kommt besonders in Bereichen zum Einsatz, wo analytische Methoden zur Lösungsfindung nicht anwendbar oder nur mit sehr hohem Aufwand realisierbar sind. Gerade in der Strömungsmechanik und der Thermodynamik ist man sehr häufig auf numerische Lösungen angewiesen. Durch die ständig steigende Leistung von Computern eröffnen sich immer mehr Möglichkeiten in der Numerik.

4.1 Computational-Fluid-Dynamics

Unter CFD oder zu Deutsch „numerische Strömungsmechanik“ wird eine häufig verwendete Methode verstanden, die strömungsmechanische Probleme mittels numerischer Methoden approximiert löst. Dieses Verfahren basiert weitgehend auf der Finiten-Volumen-Methode. Dabei wird das Lösungsgebiet in eine finite Anzahl von Kontrollvolumina, welche den Zellen eines Netzgitters entsprechen, eingeteilt. Dieser Prozess wird als Diskretisierung des Volumens bezeichnet. Hierbei werden die einzelnen Transportgleichungen für Masse, Impuls und Energie sowie zusätzliche Gleichungen bei Verbrennungsprozessen auf jede Zelle angewandt, was zu einer Diskretisierung der Transportgleichungen führt. Um eine Strömung vollständig zu beschreiben, müssen sämtliche Gleichungen mit vorgegebenen Randbedingungen gelöst werden (Hochenauer, 2016).

4.2 Räumliche Diskretisierung

Die berechneten Variablen einer CFD-Berechnung werden im Zellmittelpunkt gespeichert, diese Informationen müssen für die Lösung des Gesamtproblems an die Oberflächen der Zelle interpoliert werden, um die nächste Zelle zu lösen. Diese Oberflächenwerte lassen sich mit verschiedenen Interpolationsmethoden und den bereits ermittelten Werten der eigenen und denen der Nachbarzelle berechnen (Hochenauer, 2016).

Für die Bestimmung der Oberflächenwerte der einzelnen Lösungsvariablen wurden diese Interpolationsmethoden verwendet:

- First-Order Upwind
Dieses Schema ist von der Strömungsrichtung abhängig und stellt ein sehr stabiles Verfahren erster Ordnung dar.
- Second-Order Upwind
Hierbei handelt es sich um ein Verfahren zweiter Ordnung. Diese Methode ist bei dreieckigen oder tetragonalen Netzgittern sowie Strömungen, die nicht der Gitterstruktur folgen, notwendig.
- Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics (Quick)
Das Quick Verfahren ist eine Kombination mehrerer Methoden und ist besonders bei verdrallten Strömungen dritter Ordnung sehr genau (Hochenauer, 2016).

Die jeweiligen Gradienten der Lösungsvariablen werden ebenfalls mit Interpolationsmethoden, und zwar mittels einer sogenannten Taylor-Reihenentwicklung, berechnet. Dabei wurde hierbei das Least Squares Cell-Based-Verfahren angewandt. Dieses ist ein sehr genaues Verfahren und minimiert zusätzlich die numerische Diffusion (Hochenauer, 2016).

Weiters werden eigene Interpolationsmethoden für den Druck verwendet. In dieser Arbeit wurde der PRESTO!-Ansatz angewandt. Es handelt sich dabei um ein optimiertes Verfahren für stark verdrahlte Strömungen, poröse Medien, starke Stromlinienkrümmung und hohe Druckgradienten (Hochenauer, 2016).

4.3 Solverarten

Grundsätzlich kann zwischen zwei verschiedenen Arten von Lösern unterscheiden werden, dazu zählen der druckbasierende „Pressure-Based Solver“ (PB) und der dichtebasierende gekoppelte „Density-Based Coupled Solver“ (DBCS).

Der dichtebasierende gekoppelte Löser löst Kontinuitäts-, Impuls-, Energie-, und Speziesgleichung simultan. Hierbei wird der Druck über Zustandsgleichungen, wie die ideale Gasgleichung, ermittelt (Hochenauer, 2016).

Bei dem druckbasierenden Löser hingegen werden die Gleichungen implizit und jede Transportgleichung separat gelöst. Anstelle der Kontinuitätsgleichung wird eine Druckkorrekturgleichung verwendet, die auf Kontinuitäts- und Impulsgleichung basiert. Weiters erfolgt dabei noch eine Unterteilung in sequentiellen und gekoppelten Löser. Bei erstem werden Druckkorrektur und die Impulsgleichung sequentiell (segregated) gelöst und bei zweitem gekoppelt (coupled). Diese Löser sind für schwach kompressible und inkompressible Strömungen gültig (Hochenauer, 2016).

Dadurch wurde in dieser Arbeit nur der druckbasierende Löser verwendet. In nachfolgender Abbildung 4-1 werden die Unterschiede bei der Lösungsfindung schematisch dargestellt.

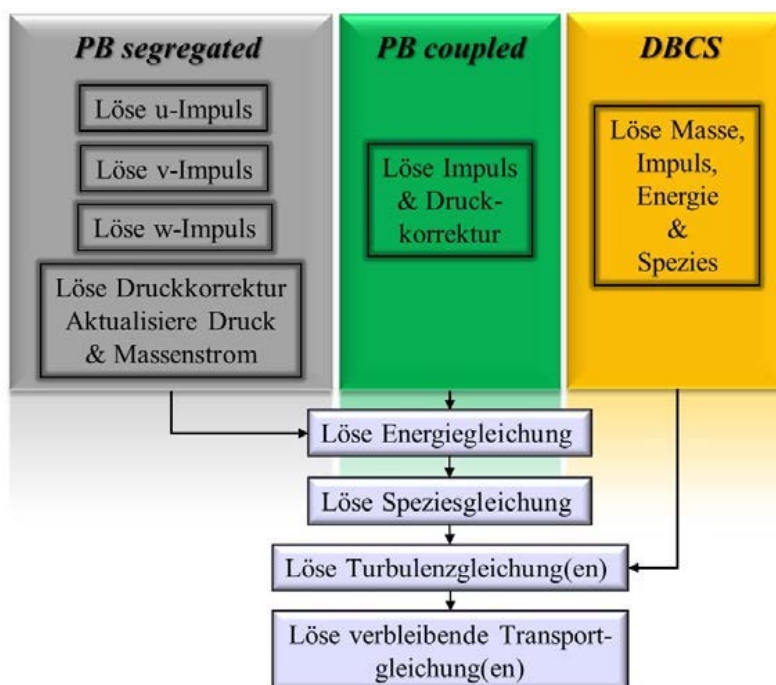


Abbildung 4-1: schematische Darstellung des Lösungsablaufes der unterschiedlichen Löser (Hochenauer, 2016)

4.4 Konvergenz

Der konvergente Zustand wird erreicht, wenn alle diskretisierten Gleichungen bis zu einem festgelegten Toleranzgrad gelöst werden und die Lösung konstant bleibt. Dadurch ist die Erhaltung von Masse, Impuls, Energie und Spezies gegeben.

Um Konvergenz zu überprüfen, gibt es mehrere Möglichkeiten: Dabei können bestimmte berechnete Strömungsgrößen an festgelegten Bereichen ausgelesen und die Veränderung beobachtet werden. Eine andere und bessere Möglichkeit stellt die Überprüfung der sogenannten Residuen dar. Diese bilden den Restfehler innerhalb einer numerischen Simulation. Bleibt der Restfehler konstant, so ist eine konvergente Lösung vorhanden. Allgemein kann gesagt werden, dass eine Verkleinerung der Residuen um eine Größenordnung von 10^{-3} nötig ist, um eine Strömung korrekt aufzulösen (Hochenauer, 2016).

Um das Konvergenzverhalten der verschiedenen Löser zu steigern, werden Unterrelaxationsfaktoren eingeführt, die die jeweiligen Gleichungen dämpfen. Diese sollten besonders in den ersten Iterationsschritten kleiner gehalten werden und mit zunehmender Konvergenz erhöht werden (Hochenauer, 2016).

5 Übersicht der verwendeten Netzgitter

In dieser Arbeit wurden zur numerischen Simulation des drallstabilisierten Methanbrenners zwei vom Aufbau und der Struktur her unterschiedliche Varianten von Netzgittern generiert. In den nachfolgenden Kapiteln werden diese sowie deren Adaptionen, der allgemeine Aufbau des drallstabilisierten Methanbrenners inklusive seiner Funktionsweise und die anschließende Qualitätsbewertung der unterschiedlichen Netzgitter behandelt.

5.1 Geometrie und Aufbau des drallstabilisierten Methanbrenners

In Abbildung 5-1 ist die gesamte Geometrie des untersuchten Methanbrenners inklusive Brennkammer dargestellt. Der Brenner besitzt um den Umfang verteilt jeweils sechs axiale und tangentielle Lufteinlässe sowie vier Brennstoffzuleitungen. Diese Konfiguration der Vormischung wird als technisch vorgemischter Zustand bezeichnet (Peterleithner, et al., 2016). Die Tangentialluft wird mit dem Brennstoff in der Mischkammer vorgemischt und anschließend durch einen Drallgeber, der aus 32 Zuleitungen mit tangentialer Anordnung besteht, in den inneren Bereich des Methanbrenners befördert – dies ist in Abbildung 5-2 veranschaulicht. Dabei erfolgt im Brenner selbst eine Durchmischung mit der Axialluft, das Brennstoff-Oxidator-Gemisch strömt turbulent und drallbehaftet in die Brennkammer ein und wird darin gezündet.

Durch diese mit Drall eingebrachte Strömung in die Brennkammer bildet sich aufgrund der dabei erzeugten radialen und axialen Druckgradienten eine Rezirkulationszone, welche die turbulente Strömungsgeschwindigkeit des einströmenden Gemisches gegenüber der turbulenten Flammengeschwindigkeit senkt. Dieser Effekt dient als stabilisierende Maßnahme und lässt die Flamme somit an einer beständigen Position brennen und sorgt zusätzlich dafür, dass ausreichend Wärme zur Zündung des nachkommenden Brennstoff-Oxidator-Gemisches vorhanden ist (March, 2017).

Die Austrittsöffnung zwischen dem Methanbrenner und der Brennkammer hat hierbei einen Durchmesser von 18 mm. Die Brennkammer an sich ist nach oben hin offen um so einen Auslass der Abgase zu ermöglichen.

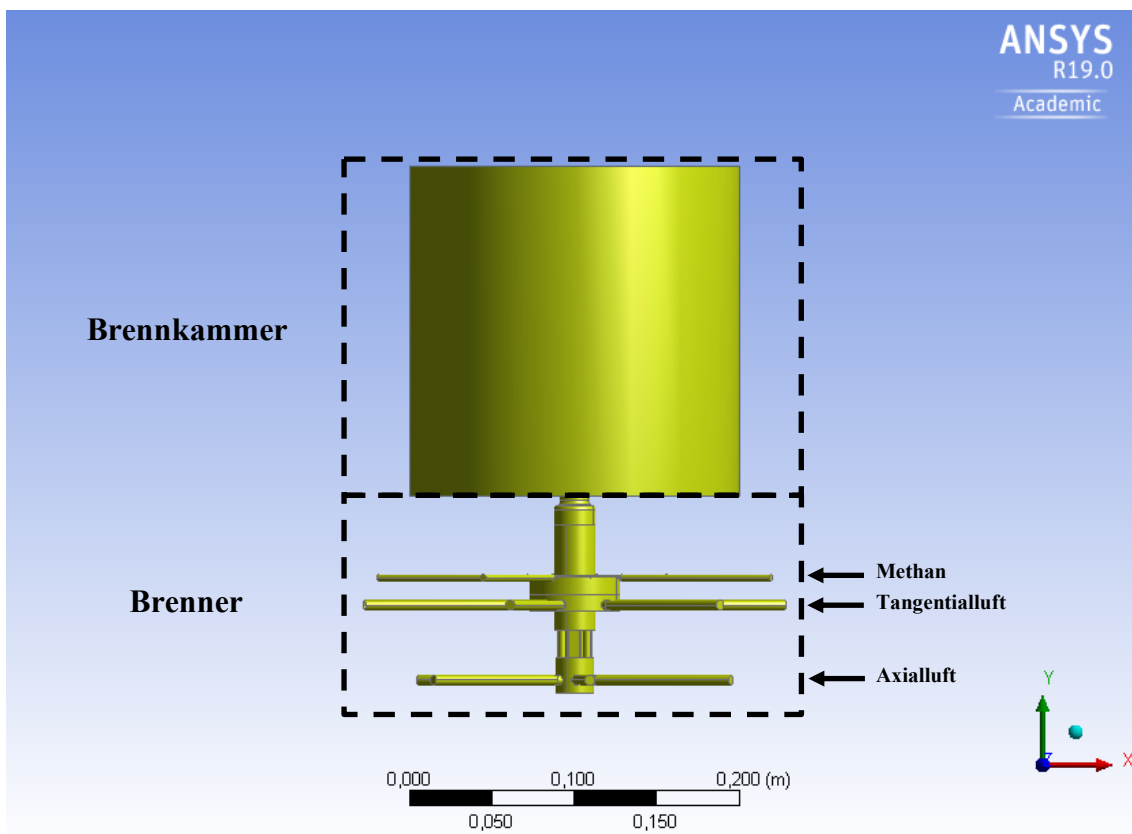


Abbildung 5-1: Aufbau des Methanbrenners inklusive Brennkammer

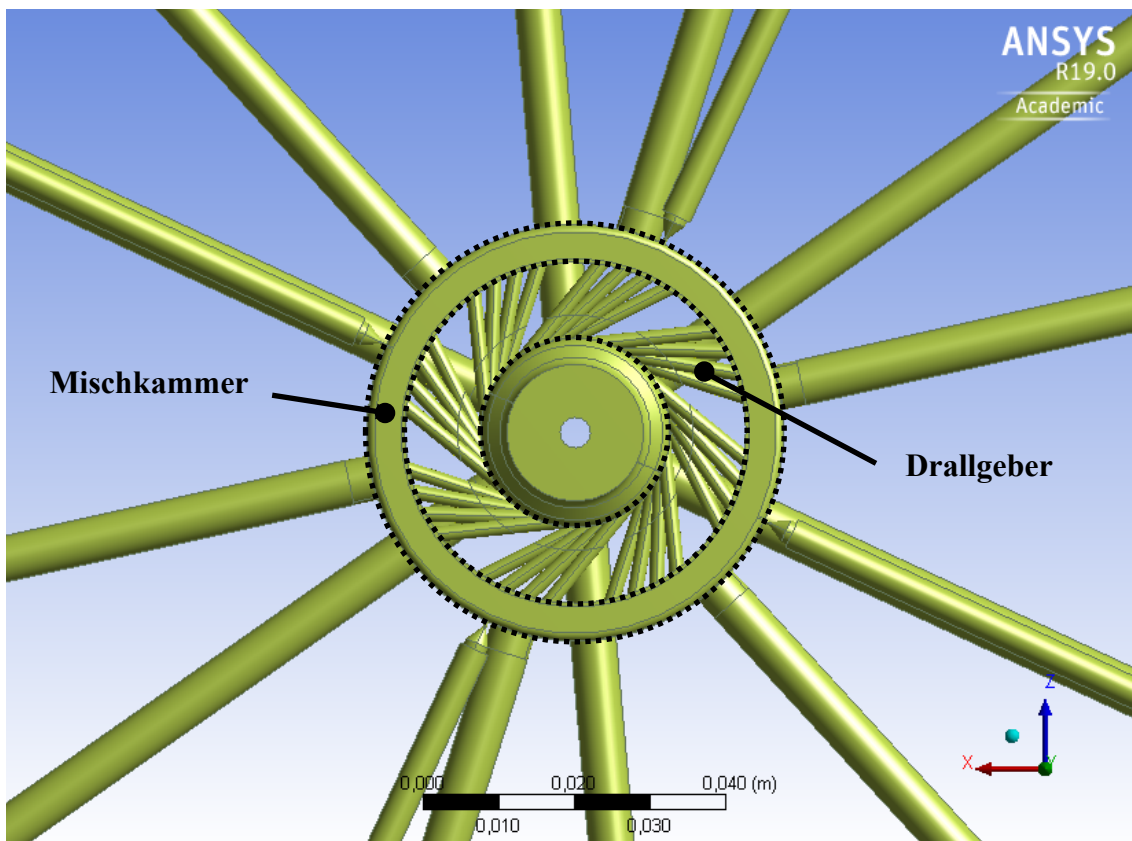


Abbildung 5-2: Aufbau des Methanbrenners (Mischkammer und Drallgeber)

Zusätzlich befinden sich an der Unterseite der Brennkammer 360 kleine Kühlluftöffnungen (Lochdurchmesser 5 mm und Lochabstand 5 mm), die rund um den Austritt des Brenners verteilt sind und zur Kühlung der Brennkammeraußenkleidung sowie zur Verdünnung der Rauchgase dienen. Diese sind in Abbildung 5-3 dargestellt.

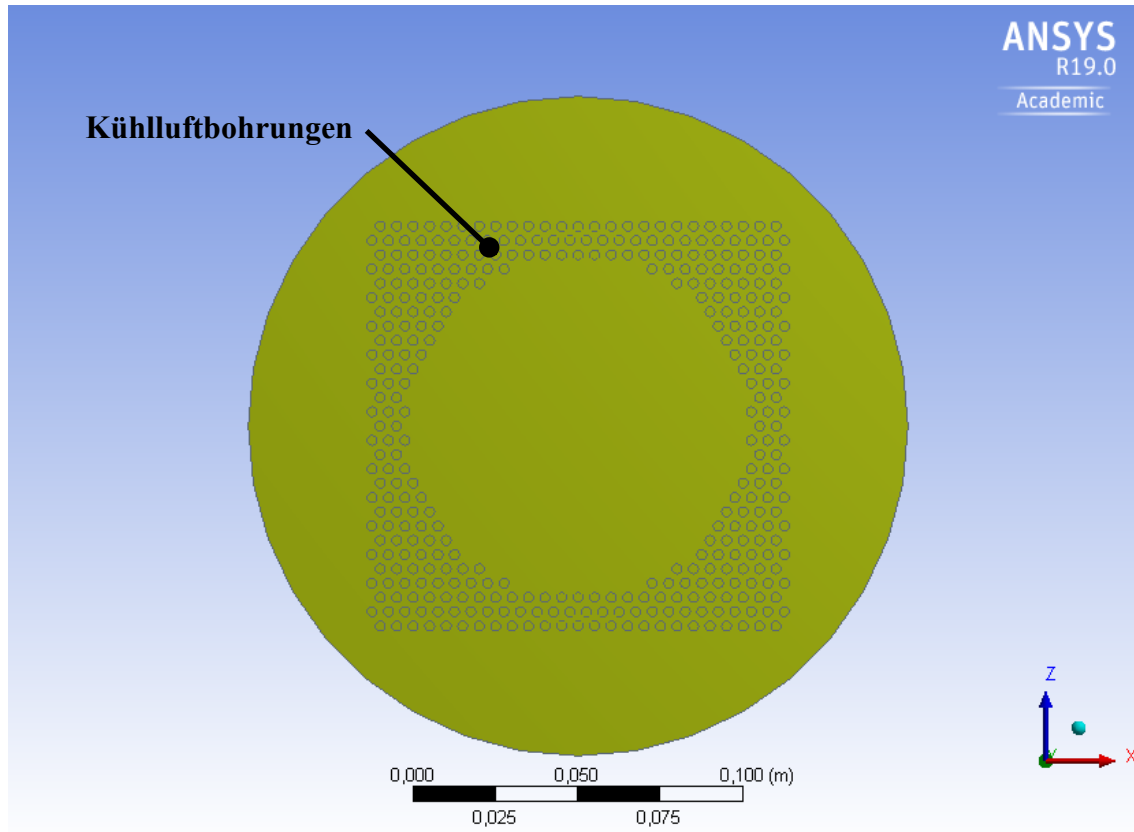


Abbildung 5-3: Brennkammerunterseite mit Kühlluftbohrungen

Der gesamte Aufbau des drallstabilisierten Methanbrenners sowie dessen Arbeitsprinzip ist ausführlich in der Arbeit von Giuliani, Woisetschläger und Leitgeb dokumentiert (Giuliani, et al., 2012).

5.2 Arten der erzeugten Gitter

Wie schon erwähnt, wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Ansätze zur Generierung der Netzgitter verwendet. Die beiden Netzgitter „Mesh A“ und „Mesh B“ sind dabei mittels Ansys Meshing erstellt worden.

„Mesh A“

Bei diesem Netzgitter wurden im Bereich des Brenners aufgrund der vorliegenden komplexen Geometrie Tetraederelemente verwendet. Weiters sind Prismenschichten in den Randzonen des Methanbrenners erstellt worden, um so die wandnahen Regionen möglichst genau aufzulösen. Diese verwendeten Elemente sind in Abbildung 5-4 dargestellt.

Für die Brennkammer hingegen wurden im Zentrum Hexaederelemente verwendet, um so aufgrund der hohen Lösungsgenauigkeit von jenen bessere Ergebnisse im Bereich des

Austrittes und der anschließenden Verbrennung zu erreichen, da hierbei hohe Geschwindigkeits-, Temperatur-, und Speziesgradienten vorherrschen. Diese Hexaederelemente sind dabei bei „Mesh A“ willkürlich angeordnet worden. Der Außenzylinder der Brennkammer, der auch die Kühlluftöffnungen, die eine sehr komplexe Geometrie darstellen, inkludiert, wurde mit größeren Tetraederelementen – besonders in den äußersten Regionen – modelliert, da diese strömungs- und verbrennungstechnisch einen unwesentlichen Bereich im Vergleich zum Zentrum der Brennkammer darstellen. Auch ist dadurch eine Reduktion der Zellen erreicht worden, was letztendlich einen positiven Effekt auf die Rechenzeit bzw. den benötigten Rechenkapazitäten mit sich brachte. Durch die Verwendung dieser Techniken wurde bei Mesh A ein 13 Millionen Netz generiert, welches zur besseren Unterscheidung als „Mesh A 13 Mio.“ bezeichnet wird. Die Ansicht von oben, sprich der Auslass der Brennkammer und der Schnitt von „Mesh A 13 Mio.“, sind in Abbildung 5-5 und Abbildung 5-6 dargestellt.

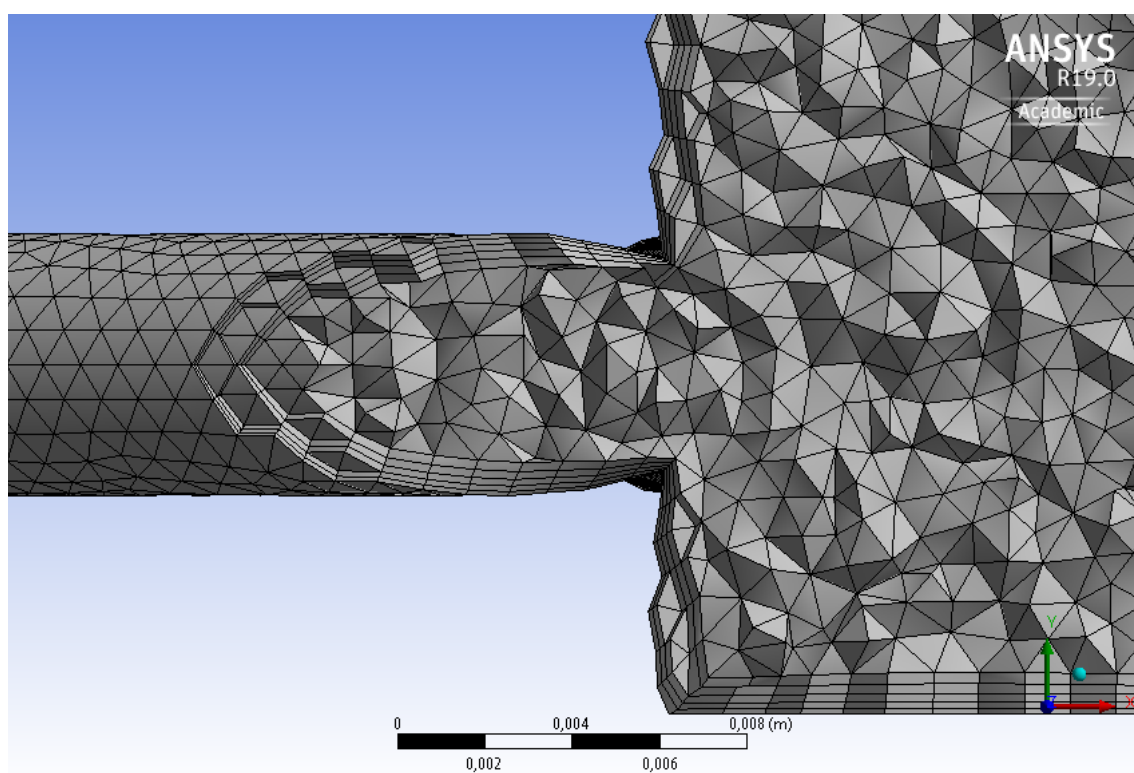


Abbildung 5-4: „Mesh A 13 Mio.“ Detail Brenner mit Prismenschichten

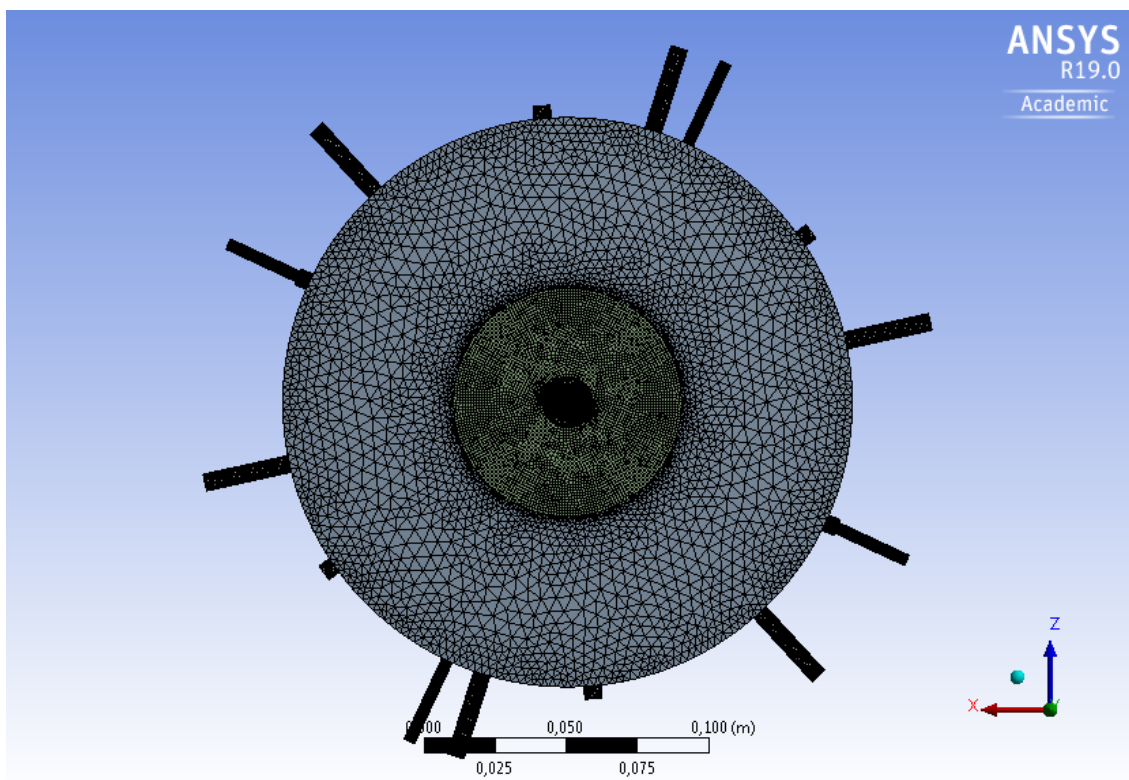


Abbildung 5-5: „Mesh A 13 Mio.“ Ansicht von oben

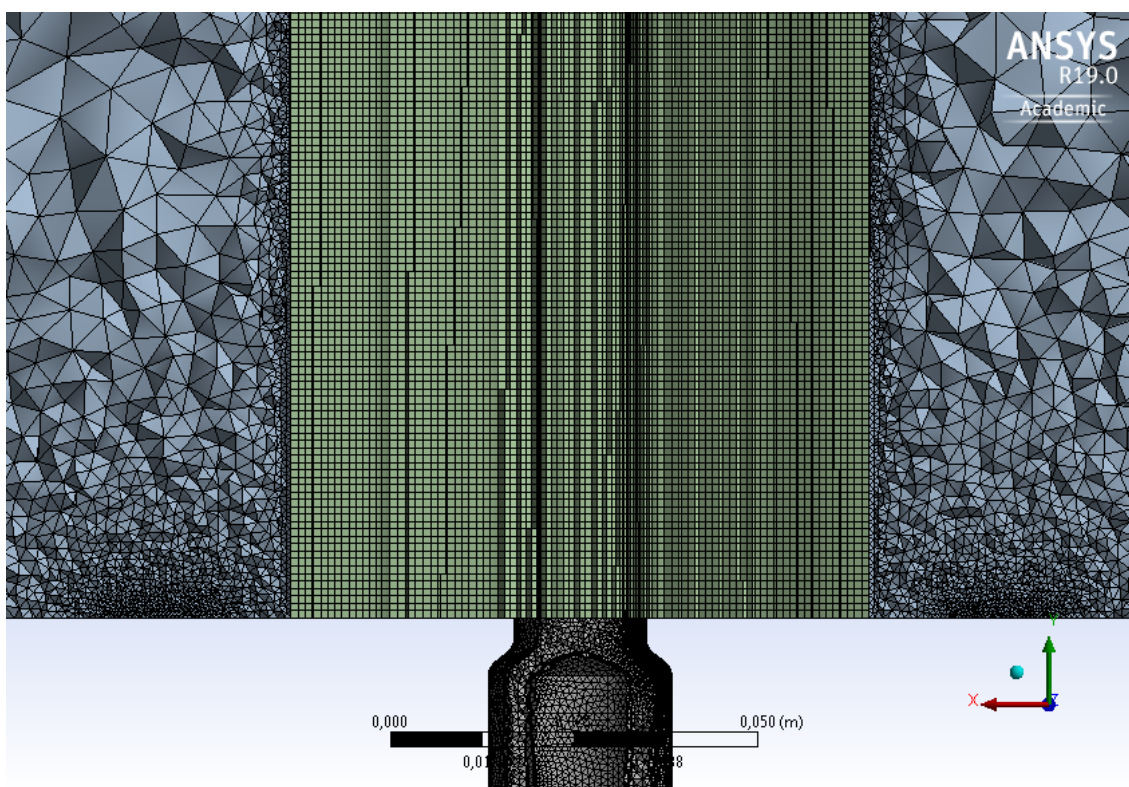


Abbildung 5-6: „Mesh A 13 Mio.“ Ansicht im Schnitt

„Mesh B“

Wie auch bei der ersten Variante wurden bei „Mesh B“ Tetraederelemente im Bereich des Methanbrenners sowie Prismenschichten in den Randzonen verwendet, dies ist in Abbildung 5-7 dargestellt. Der Brenner besitzt bei den beiden Grundvarianten denselben Aufbau, auch ist die Anzahl der Zellen mit rund 8,5 Millionen sehr ähnlich.

Der entscheidende Unterschied liegt bei „Mesh B“ in der Modellierung des Zentrums der Brennkammer, hierbei wurden Hexaederzellen mit einem symmetrischen Aufbau verwendet. Dies konnte durch eine Teilung der Brennkammer in der Mitte innerhalb der xy-Ebene erreicht werden, wobei dabei jede der beiden Hälften des Zylinders denselben Aufbau aufwies. Weiters ist auch ein feineres Netz in diesen Regionen bei „Mesh B“ verwendet worden, um so eventuell bessere Resultate zu erzielen. Abbildung 5-8 zeigt hierbei den Aufbau des Zentrums der Brennkammer. Der Außenbereich wurde hingegen wieder ähnlich wie bei „Mesh A“ modelliert, da dieser wie schon erwähnt einen unwesentlichen Bereich im Vergleich zum Zentrum darstellt und es bei einer Verwendung größerer Elemente zu einer Reduktion der Zellen und Knotenanzahl kommt. Somit wurde bei „Mesh B“ ein 19 Millionen Netzgitter generiert, wobei dieses Netzgitter als „Mesh B 19 Mio.“ bezeichnet wird. Die beiden Abbildungen (Abbildung 5-9, Abbildung 5-10) stellen dabei wieder die Ansicht von oben und die Schnittansicht von „Mesh B 19 Mio.“ dar.

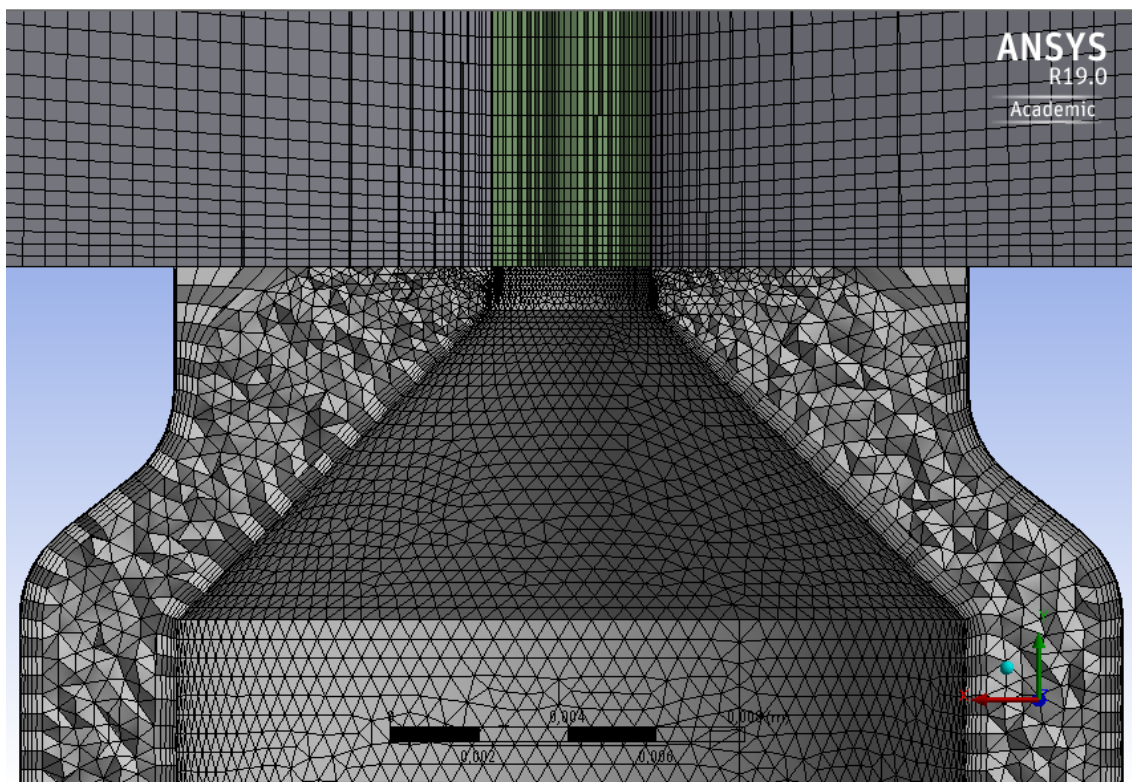


Abbildung 5-7: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht im Schnitt im Detail

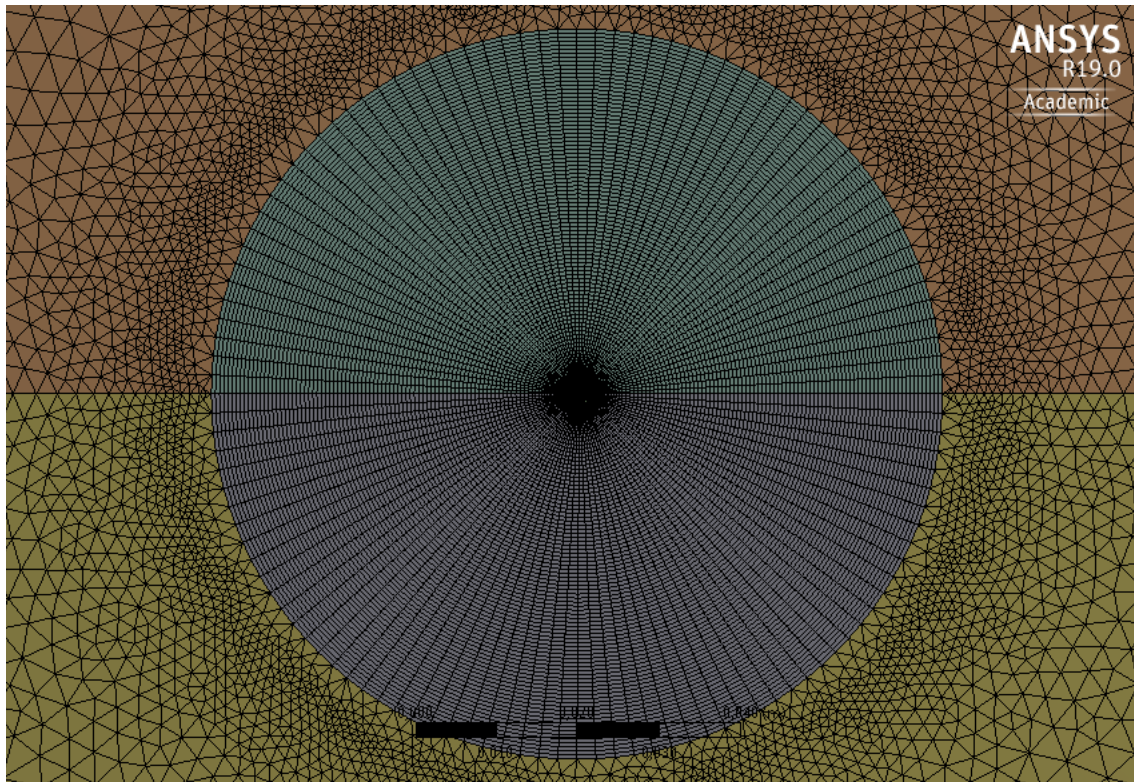


Abbildung 5-8: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht von oben im Detail

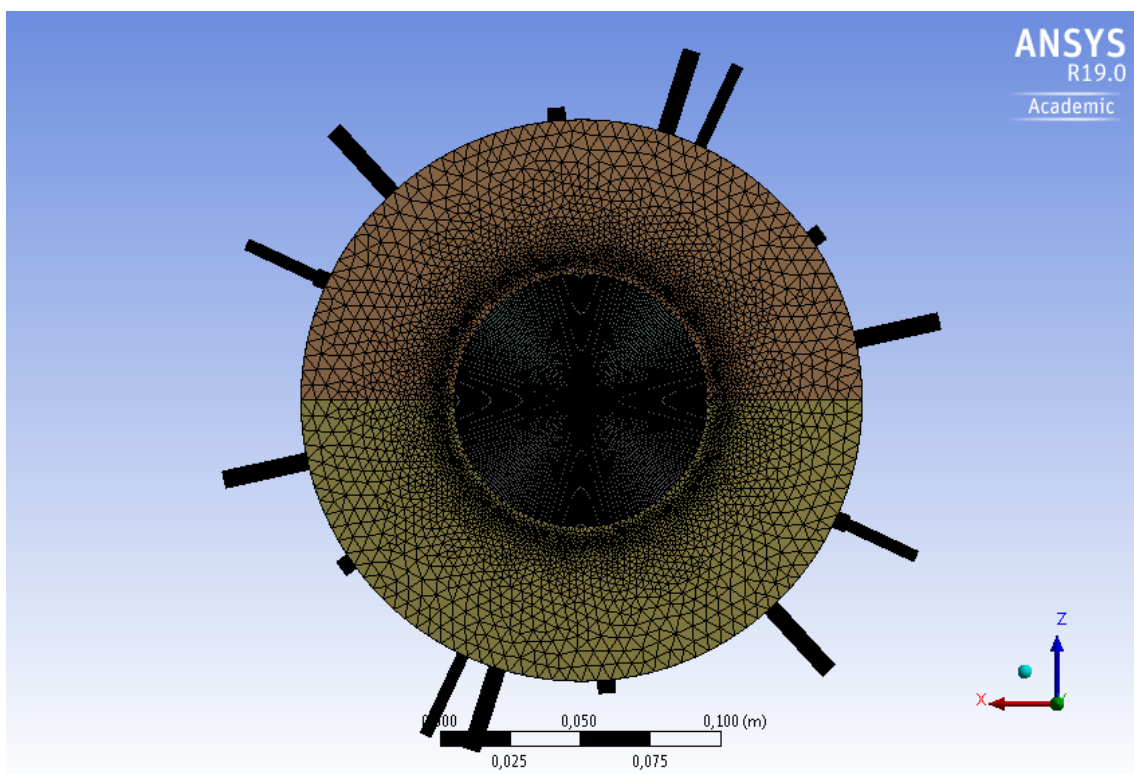


Abbildung 5-9: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht von oben

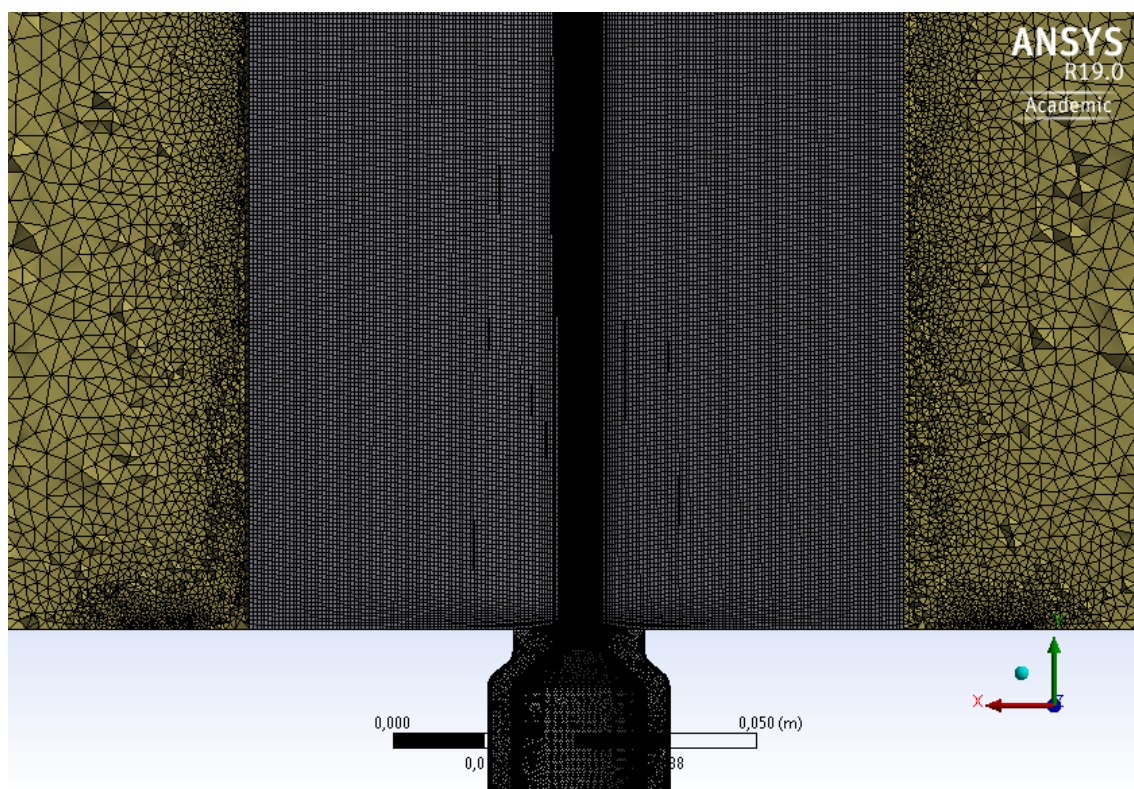


Abbildung 5-10: „Mesh B 19 Mio.“ Ansicht im Schnitt

Aus den ersten Simulationen der beiden unterschiedlichen Netzgitter resultierte, dass „Mesh B 19 Mio.“ wesentlich bessere Ergebnisse hinsichtlich der Strömung und der geforderten Drallzahl von 0,54 aufgrund des symmetrischen Aufbaus aufwies (Peterleithner, et al., 2016). Diese numerischen Simulationen werden in Kapitel 7.3 noch im Detail erläutert. Dadurch fiel die Entscheidung, sich in den zukünftigen Simulationen auf „Mesh B“ zu fokussieren. Es wurden zusätzlich weitere Varianten von „Mesh B 19 Mio.“ generiert, um für den vorgegebenen Fall die bestmöglichen Ergebnisse zu erzielen. Durch diese Adaption ist ein „Mesh B 13 Mio.“ mit 13 Millionen Zellen und ein „Mesh B 24 Mio.“ mit 24 Millionen Zellen erstellt worden. Der Aufbau der beiden zusätzlichen Varianten ist dabei exakt gleich wie von „Mesh B 19 Mio.“ mit 19 Millionen Zellen, allerdings wurden Anpassungen hinsichtlich ihrer Elementgröße und der jeweiligen Anordnung getroffen.

Weiters sind auch Varianten von „Mesh B 13 Mio.“ generiert worden, bei denen der Brenner verkürzt wurde, um so eine große Anzahl an Zellelementen einzusparen. Zusätzlich ist auch der äußere Zylinder, welcher einen unwesentlichen Bereich darstellt und somit die Lösung kaum beeinflusst, in der Elementanzahl reduziert worden. Hierbei sind die Randbedingungen von den konvergierten Lösungen der kalten Strömung verwendet worden. Die verkürzten Varianten der Netzgitter wurden besonders bei den Verbrennungssimulationen verwendet, um so die Rechenzeiten deutlich zu minimieren. In Kapitel 7.3 wird dies noch näher beschrieben. Dabei ist der Brenner mit den Längen von 16 mm, 8 mm und 1 mm unterhalb der Brennkammer abgeschnitten worden. Die daraus resultierenden Netzgitter weisen eine Zellanzahl von ungefähr 3 Millionen auf. Abbildung 5-11 zeigt die Variante „Mesh B 3 Mio.“ mit 8 mm.

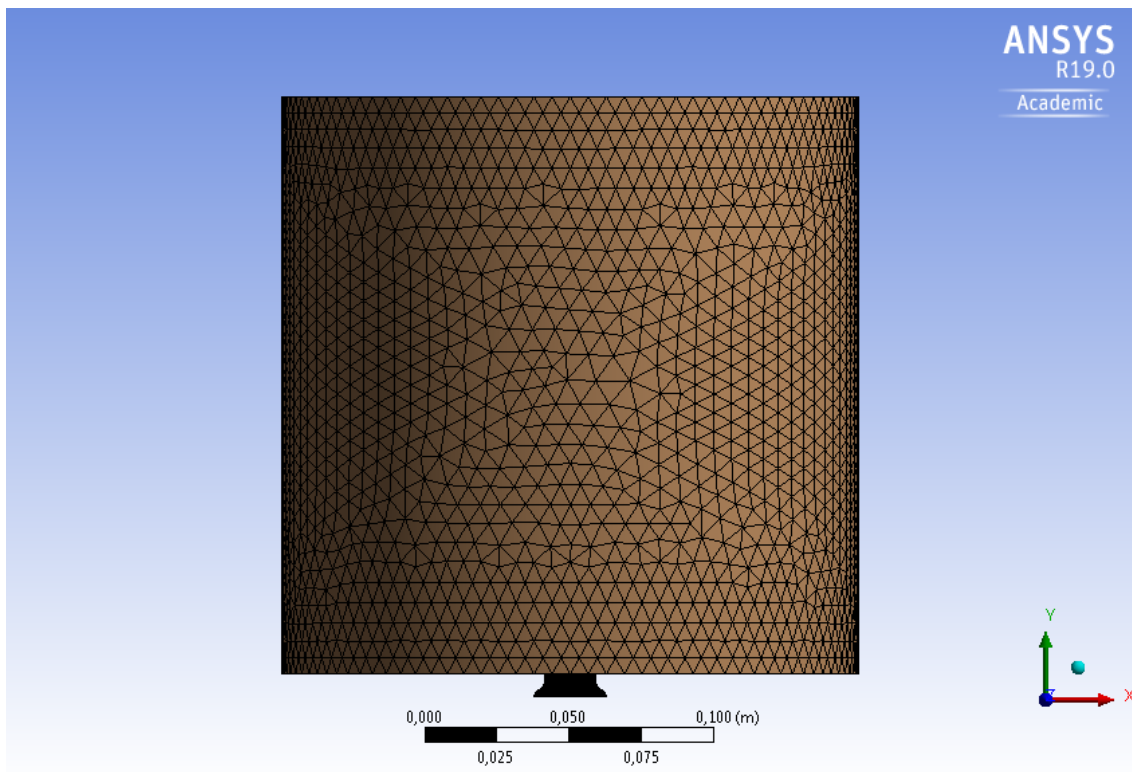


Abbildung 5-11: „Mesh B 3 Mio.“ 8 mm

5.3 Bewertung der Netzqualität

Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, ist die Qualität der Netzgitter entscheidend für die Genauigkeit und Stabilität einer numerischen Simulation. Dazu wurden Skewness, Aspect Ratio und Orthogonal Quality herangezogen, um die zuvor beschriebenen Varianten von Netzgittern zu bewerten.

Für „Mesh A 13 Mio.“ werden diese ermittelten Werte sowie deren Mittelwert, Standardabweichung und die genaue Aufschlüsselung der Zellanzahl in Tabelle 5-1 dargestellt. Wie ersichtlich beträgt die maximale Skewness 0,85 und liegt somit unter dem Grenzwert von 0,9 bei Tetraederelementen und 0,85 bei Hexaederelementen. Auch der Aspect Ratio liegt mit 24,60 unter dem kritischen Wert von 35. Das letzte Qualitätsmerkmal, die minimale Orthogonal Quality, befindet sich ebenfalls mit 0,14 deutlich über dem Minimalwert von 0,01. Somit erfüllt dieses Netzgitter alle zur Qualität bewertenden Kriterien.

Tabelle 5-1: Netzmetriken „Mesh A 13 Mio.“

Tetraeder- und Hexaederelemente	
Anzahl Zellen (Gesamt)	13358052
Anzahl Zellen Brenner	8279373
Anzahl Zellen Zylinder klein	1387229
Anzahl Zellen Zylinder groß	3691450

max. Skewness	0,85
Mittelwert	0,21
Standardabweichung	0,13

max. Aspect Ratio	24,60
Mittelwert	2,79
Standardabweichung	2,21

min. Orthogonal Quality	0,14
Mittelwert	0,80
Standardabweichung	0,13

Tabelle 5-2 stellt eine Übersicht der Netzmetriken von „Mesh B“ dar. Dabei sind alle drei verschiedenen Varianten (13 Millionen, 19 Millionen und 24 Millionen) mit den Qualitätsbeurteilungswerten aufgelistet. Hierbei ist ersichtlich, dass die Skewness aller drei Varianten über den Grenzwerten von Tetraeder- und Hexaederzellen liegen. Jedoch befinden sich diese Zellen, die den kritischen Wert überschreiten an den äußeren Regionen der Brennkammer und sind in ihrer Anzahl sehr gering. Somit wurde angenommen, dass diese Zellen keinen großen Einfluss auf die durchgeführten Simulationen haben. Weiters befinden sich auch die Mittelwerte unter denen von „Mesh A 13 Mio.“. Auch der Aspect Ratio überschreitet bei allen drei Varianten den Grenzwert von 35. Dieser kann wie bereits in Kapitel 3.2.2 erwähnt bei stark richtungsabhängigen Strömungen, die in dieser Arbeit auftreten, zu besseren Ergebnissen führen. Somit wurde auch dieser Einfluss, da auch die Anzahl der betroffenen Zellen sehr gering ausfiel, nicht berücksichtigt. Einzig die Orthogonal Quality wird bei keinem der Netzgitter überschritten und liegt somit über den Grenzwert von 0,01.

Allgemein kann gesagt werden, dass der symmetrische Aufbau von Mesh B zu kritischeren Werten der Qualitätsbeurteilung führt, da insbesondere der Übergang in der Brennkammer vom inneren zum äußeren Zylinder aufgrund des Wechsels von Hexaeder- zu Tetraederelementen schwieriger zu generieren ist.

Tabelle 5-2: Netzmetriken „Mesh B“ (13 Mio., 19 Mio. und 24 Mio.)

Tetraeder- und Hexaederelemente		Tetraeder- und Hexaederelemente		Tetraeder- und Hexaederelemente	
Anzahl Zellen (Gesamt)	13650184	Anzahl Zellen (Gesamt)	19765095	Anzahl Zellen (Gesamt)	24399182
Anzahl Zellen Brenner	7371367	Anzahl Zellen Brenner	8843288	Anzahl Zellen Brenner	11107431
Anzahl Zellen Zylinder klein	1938726	Anzahl Zellen Zylinder klein	4037625	Anzahl Zellen Zylinder klein	5137524
Anzahl Zellen Zylinder groß	4340091	Anzahl Zellen Zylinder groß	6884182	Anzahl Zellen Zylinder groß	8154227

max. Skewness	0,93	max. Skewness	0,92	max. Skewness	0,92
Mittelwert	0,19	Mittelwert	0,18	Mittelwert	0,18
Standardabweichung	0,13	Standardabweichung	0,15	Standardabweichung	0,14

max. Aspect Ratio	54,36	max. Aspect Ratio	51,92	max. Aspect Ratio	52,03
Mittelwert	2,86	Mittelwert	2,77	Mittelwert	2,72
Standardabweichung	1,92	Standardabweichung	1,77	Standardabweichung	1,73

min. Orthogonal Quality	0,07	min. Orthogonal Quality	0,08	min. Orthogonal Quality	0,08
Mittelwert	0,82	Mittelwert	0,82	Mittelwert	0,83
Standardabweichung	0,14	Standardabweichung	0,15	Standardabweichung	0,15

Die Netzmetriken der verkürzten Variante „Mesh B 3 Mio.“ sind in Tabelle 5-3 ersichtlich. Dabei ist erkenntlich, dass wie in der kompletten Geometrie die max. Skewness über den Grenzwerten von Tetraeder- und Hexaederelementen von 0,9 und 0,85 liegt. Die betroffenen Zellen, welche nur einen geringen Anteil ausmachen, befinden sich ebenfalls in den äußeren Regionen der Brennkammer. Dadurch kann auch hier die Annahme getroffen werden, dass diese vernachlässigt werden können und somit die Simulation nicht beeinflussen. Hingegen zeigt der maximale Wert des Aspect Ratio eine Verbesserung auf, da dieser unterhalb des Grenzwertes von 35 liegt. Die Orthogonal Quality ist mit 0,06 ebenfalls über dem kritischen Minimalwert und stellt somit ein akzeptables Ergebnis dar.

Tabelle 5-3: Netzmetriken „Mesh B 3 Mio.“

Tetraeder- und Hexaederelemente	
Anzahl Zellen (Gesamt)	2957963
Anzahl Zellen Brenner	247938
Anzahl Zellen Zylinder klein	1938726
Anzahl Zellen Zylinder groß	771299

max. Skewness	0,94
Mittelwert	0,13
Standardabweichung	0,17

max. Aspect Ratio	12,98
Mittelwert	2,95
Standardabweichung	1,39

min. Orthogonal Quality	0,06
Mittelwert	0,90
Standardabweichung	0,18

6 Ergebnisse der experimentellen Versuche zum Vergleich

Bei denen bereits im Vorfeld durchgeführten Untersuchungen mittels LIV, LDA und PIV an dem in Kapitel 5.1 beschriebenen Methanbrenner wurden Informationen über Wärmefreisetzungs- und Geschwindigkeitsschwankungen gesammelt. Die Ergebnisse dieser Messungen sowie der Versuchsaufbau werden in der Arbeit von Peterleithner, Basso, Heitmeir und Woisetschläger ausführlicher behandelt (Peterleithner, et al., 2016).

Zur Validierung der Ergebnisse dieser Arbeit werden die Geschwindigkeitsfelder, das Temperaturprofil sowie die OH*-Chemilumineszenz und die auftretende Drallzahl der Versuche herangezogen.

Die dabei ermittelten Geschwindigkeitsfelder der absoluten und der tangentialen Geschwindigkeit sind in Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 dargestellt. Die Absolutgeschwindigkeit weist dabei einen Maximalwert von 6 m/s und die Tangentialgeschwindigkeit von 4 m/s auf.

Das gemessene Temperaturprofil der Verbrennung ist in Abbildung 6-3 dargestellt. Die maximale Temperatur beträgt im vorliegenden Fall, einem nicht-adiabaten Verbrennungsprozess, 1150 °C. Wie ersichtlich zeigt das Profil der Temperatur eine Verbrennung in einer axialen Position von ungefähr 25 mm über dem Austritt des Brenners.

Weiters sind zusätzlich Werte für eine adiabate Verbrennung bei dem drallstabilisierten Methanbrenner kalkuliert worden. Diese sind in Tabelle 6-1 dargestellt. Die adiabate Verbrennungstemperatur beträgt dabei 1684 °C. Dieser Wert ergibt sich für die vorliegenden Randbedingungen ($\lambda = 0,7$), die in Kapitel 7.1 noch näher beschrieben werden. Eine genaue Kalkulation der adiabaten Verbrennungstemperatur wird in der Arbeit von March ausführlicher erläutert (March, 2017).

Tabelle 6-1: adiabate Verbrennungstemperatur (March, 2017)

λ [-]	ϕ [-]	T_{ad} [K]	t_{ad} [°C]
0,7	1,429	1957,5	1684,35
0,8	1,250	2097,1	1823,95
0,9	1,111	2203,7	1930,55
1	1,000	2226	1952,85
1,1	0,909	2145,2	1872,05
1,2	0,833	2044,9	1771,75
1,3	0,769	1949,2	1676,05

Die Lichtemission der OH*-Radikale innerhalb des Verbrennungsprozesses ist in Abbildung 6-4 dargestellt. Diese markiert die mittlere Verbrennungszone, also den Bereich der stärksten Wärmefreisetzung. Dabei ist ebenfalls ersichtlich, dass die Hauptreaktionszone und somit die Verbrennung in einer Höhe von 25 mm über dem Brenneraustritt liegt. Dieser Bereich stimmt mit jenem der höchsten Temperatur überein.

Die ermittelte Drallzahl zu den durchgeführten experimentellen Versuchen beträgt 0,47. Diese ist hierbei durch die vorliegenden Geschwindigkeitsdaten dieser Messungen kalkuliert worden. In Kapitel 7.2 wird diese Berechnung noch näher im Detail ausgeführt.

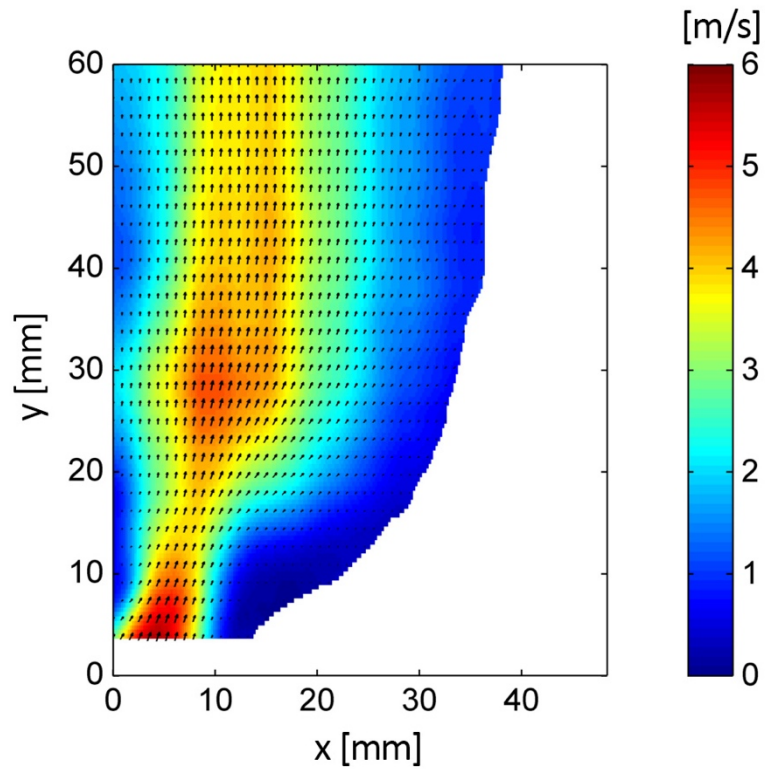


Abbildung 6-1: Absolutgeschwindigkeit (radialer Schnitt) in der untersuchten drallstabilisierten Methanflamme (Peterleithner, et al., 2016)

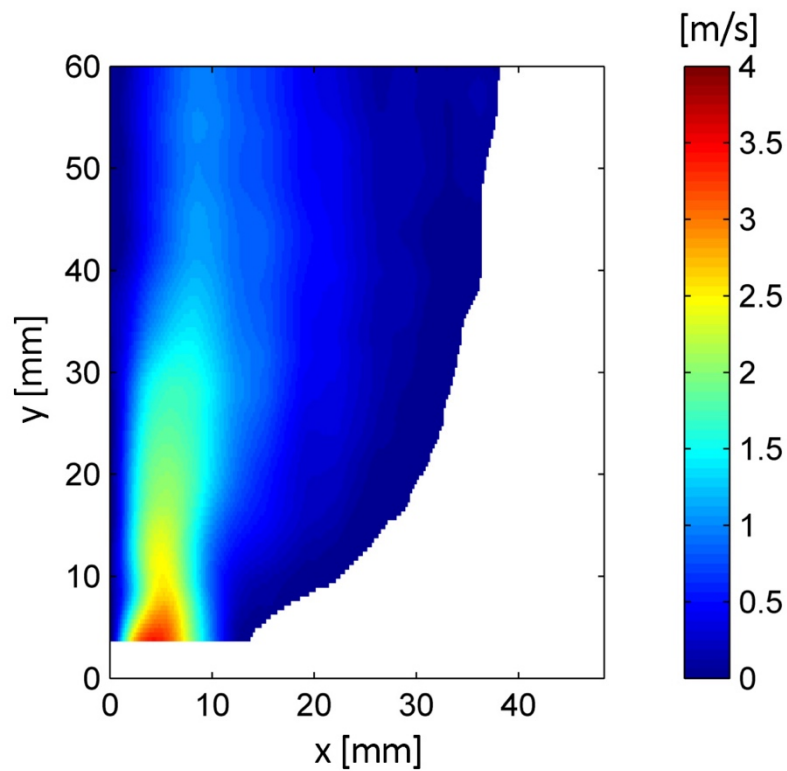


Abbildung 6-2: zu Abbildung 6-1 gehörende Tangentialgeschwindigkeiten

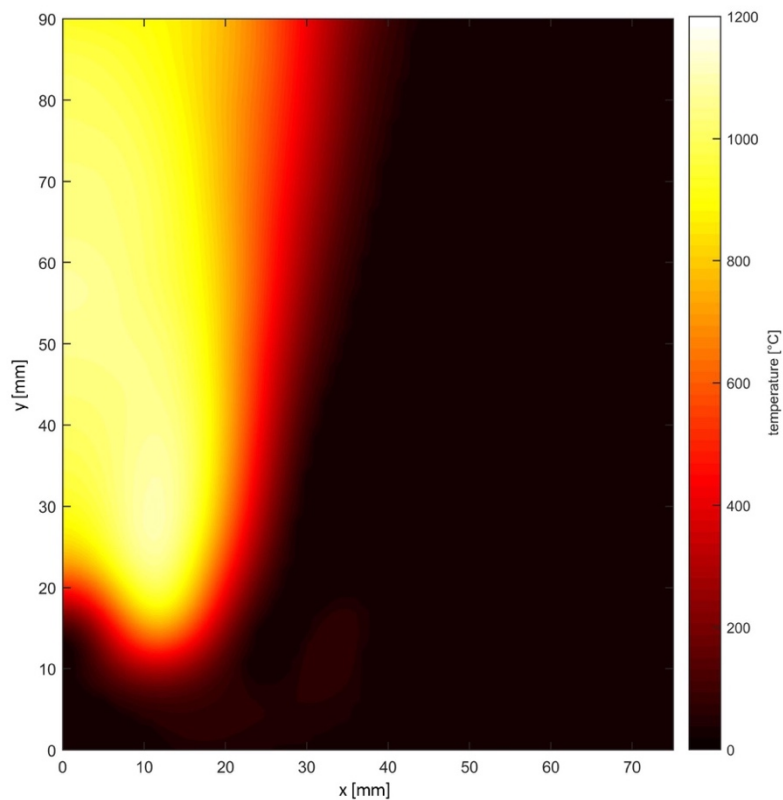


Abbildung 6-3: lokales Temperaturprofil der untersuchten Flamme

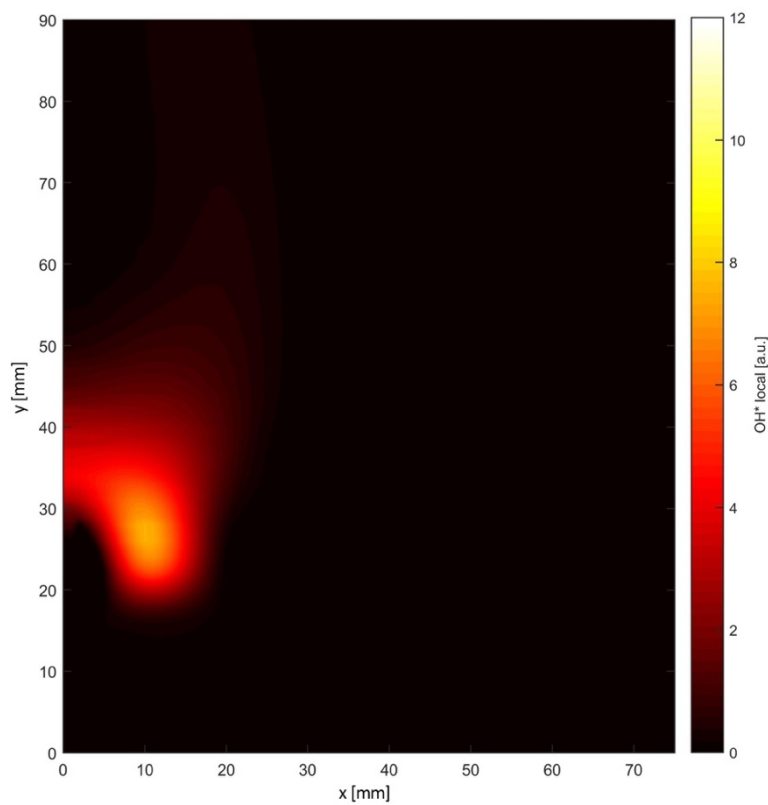


Abbildung 6-4: mittlere Lichtemission des OH*-Radikals in der untersuchten drallstabilisierten Flamme. Diese Chemilumineszenz wird als Marker für die lokale Wärmefreisetzung verwendet.

Für die Resultate der kalten Strömungssimulation werden ebenfalls die Geschwindigkeitsprofile von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit sowie auch die Drallzahl der experimentellen Versuche herangezogen.

7 Numerische Simulationen

In diesem Kapitel werden die numerischen Simulationen von den zuvor beschriebenen Netzgittern mittels CFD-Berechnung unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle und Verbrennungsmodelle beschrieben. Dabei wird auf die notwendigen Anfangsbedingungen, die vereinfachten Annahmen sowie die einzelnen Ergebnisse und deren Aussagekraft näher eingegangen. Weiters ist auch die Drallzahl der unterschiedlichen Simulationen sowie der experimentellen Versuche mittels einer vereinfachten Formel, die in den nachfolgenden Kapiteln noch genauer erläutert wird, berechnet worden, um so eine bessere Vergleichbarkeit der einzelnen Modelle und Lösungen zu schaffen.

7.1 Randbedingungen

Die Anfangsbedingungen bzw. Randbedingungen (RB) für die Simulationen der gesamten Geometrie sowie der verkürzten Geometrie sind in Tabelle 7-1 und Tabelle 7-2 dargestellt. Die verkürzte Variante besitzt dabei nur einen Einlass in axialer Richtung, welcher sich aus den Massenströmen von Axialluft, Tangentialluft und Brennstoff zusammensetzt.

Allgemein ist ersichtlich, dass der Methanmassenstrom im Vergleich zur durchströmten Luft nur einen sehr geringen Anteil des gesamten Massenstromes darstellt. Dadurch wurde dieser in den Simulationen der kalten Strömung mit den Stoffeigenschaften von Luft einkalkuliert, da dies die Resultate nicht bzw. nur unwesentlich beeinträchtigt und eine Vereinfachung mit sich bringt. Bei den Verbrennungssimulationen ist der Methanmassenstrom dagegen mit den Stoffeigenschaften von Methan berücksichtigt worden.

Zusätzlich wurde auch der Wert der Dichte in der kalten Strömungssimulation als konstant angenommen, da dieser nahezu unverändert bleibt und erst in der Verbrennungssimulation einen wichtigen Aspekt repräsentiert. Dabei ist die Dichte der Fluide als inkompressibel unter Idealgasbedingungen definiert worden.

Durch Vorgabe des Massenstromes, der Temperatur und der Eintrittsflächen an jeden Einlass, sowie der Annahme, dass am Austritt der Brennkammer atmosphärischer Druck vorherrscht, ist das System vollständig definiert.

Tabelle 7-1: Randbedingungen der gesamten Geometrie

RB Axialluft Einlass		
Massenstrom Axialluft	\dot{m}_{Ax} [g/s]	0,422
Temperatur	T [K]	294,2

RB Tangentialluft Einlass		
Massenstrom Tangentialluft	\dot{m}_{Tan} [g/s]	0,397
Temperatur	T [K]	294,2

RB Brennstoff Einlass		
Massenstrom Brennstoff	\dot{m}_{Br} [g/s]	0,068
Temperatur	T [K]	294,2

RB Kühlluft Einlass		
Massenstrom Kühlluft	$\dot{m}_{Kühi}$ [g/s]	0,966
Temperatur	T [K]	294,2

RB Auslass		
Auslassdruck = Umgebungsdruck	p_{aus} [bar]	1,013

Tabelle 7-2: Randbedingungen der verkürzten Geometrie

RB axialer Einlass		
Massenstrom axial	\dot{m}_{ax} [g/s]	0,887
Massenanteil CH ₄	[-]	0,077
Massenanteil O ₂	[-]	0,194
Massenanteil N ₂	[-]	0,729
Temperatur	T [K]	294,2

RB Kühlluft Einlass		
Massenstrom Kühlluft	$\dot{m}_{\text{kühl}}$ [g/s]	0,966
Temperatur	T [K]	294,2

RB Auslass		
Auslassdruck = Umgebungsdruck	p_{aus} [bar]	1,013

In nachfolgender Tabelle 7-3 sind die charakteristischen Kennwerte, die bei den durchgeführten Simulationen für kalte Strömung sowie Verbrennung von Bedeutung waren, dargestellt: Wie ersichtlich, beträgt die Reynoldszahl 3118 – somit handelt es sich wie zuvor erwähnt um eine turbulente Strömung. Weiters erfolgt in den Verbrennungssimulationen eine fette Verbrennung mit einem Äquivalenzverhältnis von 1,4. Dabei wurde die Kühlluft zur Auswertung dieses nicht berücksichtigt. Durch diese unvollständige Verbrennung von CH₄ entstehen Nebenspezies wie unter anderem CO.

Tabelle 7-3: charakteristische Kennwerte

charakteristische Kennwerte		
therm. Leistung	Q_{th} [kW]	3,415
Verbrennungsluftmassenstrom	\dot{m}_{verb} [g/s]	0,819
tatsächliche Luftmenge	L [g _L /g _{Br}]	11,99
minimale Luftmenge	L_{min} [g _L /g _{Br}]	17,23
Luftverhältnis Lambda	λ [-]	0,696
Äquivalenzverhältnis Phi	ϕ [-]	1,438
adiabate Verbrennungstemp.	t_{ad} [°C]	1684
Luftverhältniszahl (LVZ = $\dot{m}_{\text{Tan}}/\dot{m}_{\text{Ax}}$)	LVZ [-]	0,941
Mischungsbruch	f [-]	0,044
Reynoldszahl	Re [-]	3118
Drallzahl	S [-]	0,47

7.2 Methodik zur Auswertung der Drallzahl

Wie schon in Kapitel 2.2.3 beschrieben, stellt die Drallzahl bei Brennkammerströmungen einen wichtigen Parameter dar und wurde somit zur besseren Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Simulationen und der Experimente für diese ausgewertet. Da die hierbei dargestellte Formel (2-27) aufwendig zu lösen ist und die in dieser Arbeit ermittelten Daten durch die Simulationen sowie die vorhandenen Daten der experimentellen Messungen unzureichend für eine vollständige Auswertung der Drallzahl sind, wurde eine vereinfachte Form dieser Gleichung verwendet: Dabei wird der Impuls nicht über den gesamten Raumwinkel, sondern lediglich an festgelegten Positionen des Raumwinkels, hierbei entlang der x- und z-Achse, jeweils in positive sowie negative Richtung in einer bestimmten axialen Position y integriert. Dies führt zu einer Vereinfachung, schließt aber dennoch den Fall von nicht achssymmetrischen Strömungen mit ein. Das Bezugssystem zur Auswertung der Drallzahl ist in Abbildung 7-1 dargestellt.

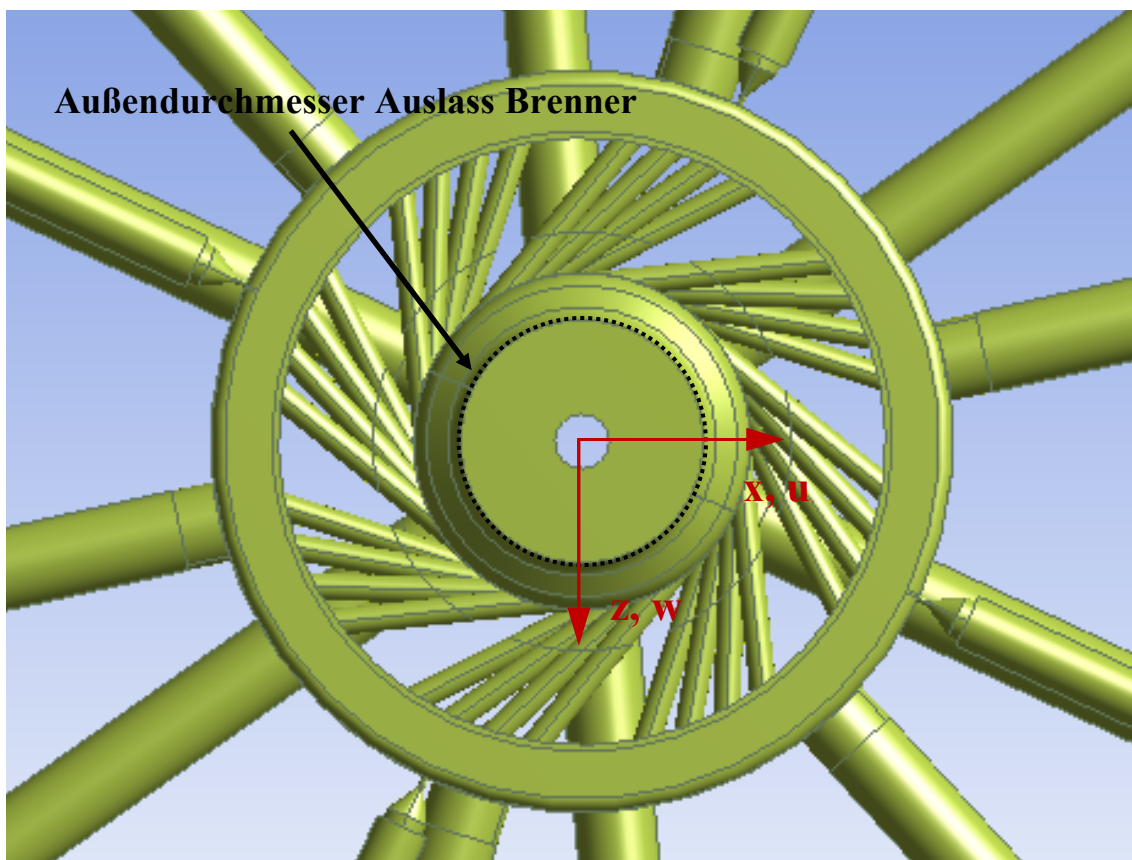


Abbildung 7-1: Bezugssystem zur Auswertung der Drallzahl

In Folge dieser Vereinfachung wurde eine Drallzahl in x-Richtung sowie eine in z-Richtung ermittelt, welche in Gleichung (7-1) und Gleichung (7-2) dargestellt sind. Dabei entspricht die jeweilige Geschwindigkeitskomponente der einen Koordinatenrichtung der tangentialen Geschwindigkeit der Anderen. Somit ist eine zusätzliche Auswertung dieser nicht nötig gewesen. Die Integralgrenzen wurden hierbei mit dem Außendurchmesser des Brennerauslasses aufgrund von Empfehlungen in der Literatur festgelegt (Peterleithner, et al., 2016). Weiters ist zur Berechnung der Drallzahl angenommen worden, dass die Dichte innerhalb der Austrittsöffnung des Brenners gleichermaßen für die kalte Strömung als auch für die Verbrennung nahezu konstant ist, da die Auswertung dieser in einem Bereich unterhalb des Verbrennungsprozesses erfolgt.

$$S_x = \frac{2 \cdot \int_{-r}^r w \cdot v \cdot x^2 \cdot dx}{D \cdot \int_{-r}^r v^2 \cdot x \cdot dx} \quad (7-1)$$

$$S_z = \frac{2 \cdot \int_{-r}^r u \cdot v \cdot z^2 \cdot dz}{D \cdot \int_{-r}^r v^2 \cdot z \cdot dz} \quad (7-2)$$

Durch eine arithmetische Mittelung der beiden ermittelten Werte mittels Gleichung (7-3) konnte die vorliegende Drallzahl in einer bestimmten axialen Position y des Methanbrenners bestimmt werden.

$$S = \frac{S_x + S_z}{2} \quad (7-3)$$

Dabei wurde die Drallzahl an drei verschiedenen Positionen, dem Brenneraustritt sowie in einer Höhe von $0,5 \cdot D$ und $1 \cdot D$ über dem Austritt, wobei D den Austrittsdurchmesser des Brenners (18 mm) repräsentiert, ermittelt. Um einen aussagekräftigen Wert zu erhalten, ist anschließend eine arithmetische Mittelung durchgeführt worden.

In dieser Arbeit erfolgte die Bestimmung der Drallzahl über zwei verschiedene Arten: So wurden im ersten Fall die oben angeführten Gleichungen im Programm CFD-Post vollständig ausgewertet. Bei der zweiten Herangehensweise wurde das Integral in den Gleichungen (7-1) und (7-2) durch ein Summenzeichen ersetzt und die infinitesimalen Abstände dx sowie dz durch die entsprechenden Zellgrößen Δx und Δy ausgedrückt. Die Auswertung erfolgte dabei durch das Tabellenkalkulationsprogramm Excel.

7.2.1 Drallzahl der experimentellen Versuche

Die für die vorliegenden experimentellen Daten kalkulierten Drallzahlen sind in Tabelle 7-4 dargestellt. Die Bestimmung in dieser Arbeit erfolgte dabei mittels Excel unter Verwendung einer Polynomfunktion 4. Grades und dem zuvor beschriebenen Ansatz. Da lediglich das halbe Geschwindigkeitsfeld in der xy -Ebene aufgrund der verwendeten Messverfahren zur Auswertung herangezogen werden konnte, wurde eine Rotationssymmetrie der Drallzahl in den experimentellen Untersuchungen angenommen. Somit ist nur eine Drallzahl in x -Richtung bestimmt worden, welche infolgedessen die gesamte Drallzahl in einer bestimmten Höhe darstellt. Dadurch ergab sich ein Gesamtwert über alle drei axialen Positionen von 0,47. Wie auch ersichtlich, konnte die Drallzahl nicht an den zuvor beschriebenen festgelegten Punkten ermittelt werden, da die in der Tabelle dargestellten Positionen aufgrund der vorliegenden Messmethoden vorgegeben waren.

Tabelle 7-4: Drallzahl der experimentellen Versuche

Position	S_{Einzeln}	S_{Gesamt}
4 mm	0,50	0,47
9,25 mm	0,44	
18 mm	0,48	

Eine genaue Betrachtung dieser Werte zeigt eine Erhöhung der Drallzahl in einer Position von 18 mm gegenüber jenem Wert in einer Höhe von 9,25 mm. Da jedoch in jedem Punkt der Berechnung der exakt gleiche Radius und auch die Dichte als konstant angenommen wurden, wäre das nur durch eine zusätzliche Einbringung von Energie möglich. Dies ist zwar prinzipiell durch den Verbrennungsprozess gegeben – allerdings in einer höheren axialen Position in einem Bereich von 25 mm. Nicht auszuschließen ist möglicherweise ein geringer Einfluss der Flamme auf die Drallzahl, besonders in erhöhten Positionen.

Die Gründe für diese große Abweichung können vermutlich einerseits in der verwendeten Messmethoden liegen, weil die Daten zur Auswertung der Drallzahl über einen kurzen Zeitraum aufgezeichnet wurden. Dies kann zur Folge haben, dass nicht alle Fluktuationen erfolgreich erfasst wurden und somit die Geschwindigkeitswerte nicht vollständig zeitlich gemittelte Werte darstellen, was eine Erhöhung der Drallzahl verursachen kann. Zusätzlich können in diesen Messungen Störsignale auftreten, die möglicherweise ebenfalls einen Einfluss auf das Ergebnis haben. Andererseits kann die gewählte Methode in Excel mit der Verwendung einer Polynomfunktion ebenfalls zu Abweichungen führen.

Weiters kann allgemein davon ausgegangen werden, dass bei der Berechnung der Drallzahl der gewählte Radius ebenfalls einen Einfluss ausübt. So sollte dieser bei einer exakten Kalkulation an das Geschwindigkeitsfeld angepasst werden. Wie in den Geschwindigkeitsprofilen der Versuche in Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 ersichtlich, erfolgt eine Verbreiterung des Feldes der Absolutgeschwindigkeit und infolgedessen der axialen Geschwindigkeit in einer Höhe von 15 mm über dem Brenneraustritt. Dadurch kann bei konstant gewähltem Radius eine geringe Abweichung der kalkulierten Drallzahl in erhöhter Position zum realen Wert des Methanbrenners auftreten.

7.3 Simulation der kalten Strömung

In diesem Abschnitt werden die Simulationen der kalten Strömung, also ohne Verbrennung, beschrieben und auf deren Ergebnisse näher eingegangen sowie eine Validierung mit den experimentellen Versuchen durchgeführt.

7.3.1 Simulation von „Mesh A 13 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Ausgang dieser Simulation bildet das „Mesh A 13 Mio.“ Netzgitter mit 13 Millionen Zellen. Hierbei wurde als Turbulenzmodell das Realizable $k - \varepsilon$ -Modell verwendet. Die finalen Solvereinstellungen dieser numerischen Simulation sind in Tabelle 7-5 dargestellt. Die allgemeinen Einstellungen sowie auch die Druck-Geschwindigkeitskopplung wurden im Laufe der Simulation nicht verändert. Bei den Diskretisierungsverfahren ist zu Beginn der Simulation für Impuls, turbulente kinetische Energie sowie spezifische Dissipationsrate anstelle von Quick das Second-Order Upwind-Verfahren verwendet worden, da dieses besonders am Anfang der Simulation zu einem stabileren Verhalten führt. Dabei sind auch die Unterrelaxationsfaktoren im Laufe der Simulation so verändert worden, dass letztendlich eine stabile Lösung erreicht werden konnte.

Tabelle 7-5: Solvereinstellung „Mesh A 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable k - ϵ , Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,5
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,4
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9

Eine konvergente Lösung dieser Simulation konnte bereits nach 19500 Iterationsschritten erreicht werden. In Abbildung 7-2 ist das dazugehörige Geschwindigkeitsfeld der absoluten Geschwindigkeit dargestellt. Dabei beträgt die maximale Geschwindigkeit ungefähr 5,5 m/s. Die tangentielle Geschwindigkeit, welche einen Maximalwert von 3,5 m/s aufweist, ist in Abbildung 7-3 abgebildet. Anzumerken ist hierbei, dass zur besseren Vergleichbarkeit mit den experimentellen Versuchen jeweils nur die Hälfte der Geschwindigkeitsfelder (radialer Schnitt) dargestellt ist.

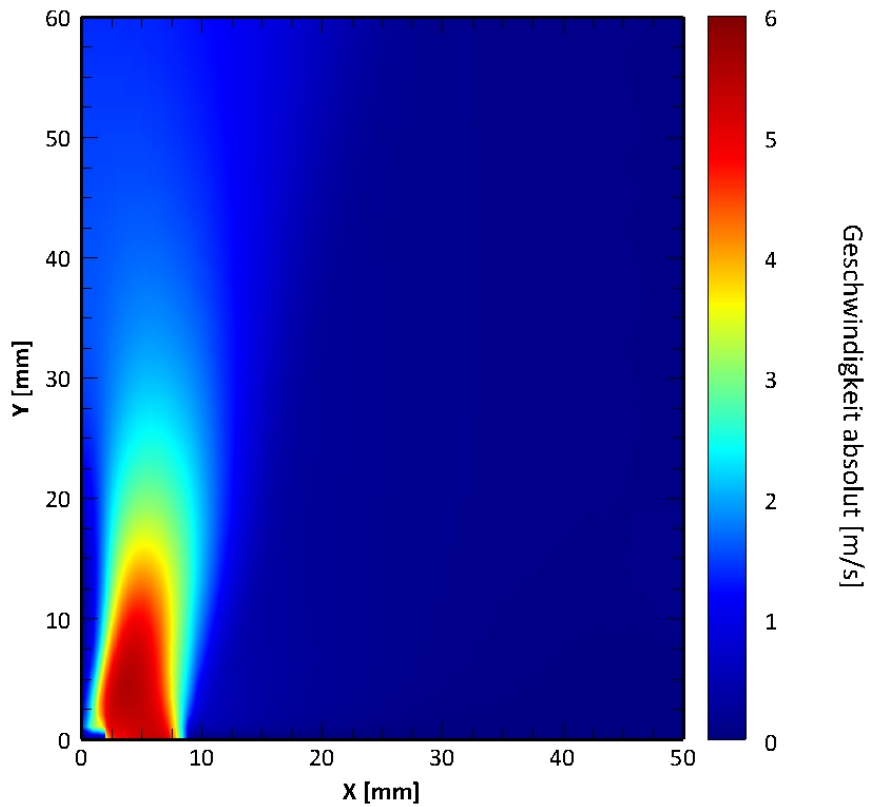


Abbildung 7-2: „Mesh A 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ)

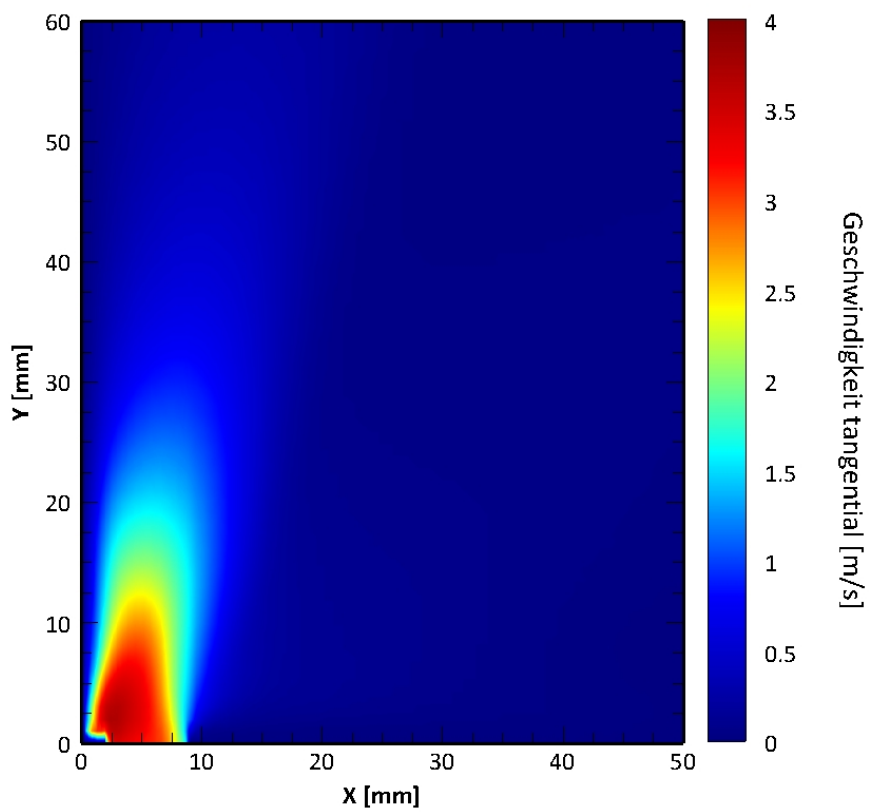


Abbildung 7-3: „Mesh A 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ)

Aus dem Vergleich mit den Ergebnissen aus Kapitel 6 ist ersichtlich, dass die konvergente Lösung von „Mesh A 13 Mio.“ bereits eine akzeptable Näherung darstellt. Der Wert der absoluten Geschwindigkeit sowie der tangentialen Geschwindigkeit weist, durch eine Gegenüberstellung mit den Geschwindigkeitsprofilen aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2, einen um 0,5 m/s kleineren Maximalwert im Bereich des Brenneraustritts auf. Diese Abweichungen können durch einen unsymmetrischen Aufbau des hierbei vorliegenden Netzgitters entstehen.

Der untere Bereich der Geschwindigkeitsfelder zeigt in einer Höhe von 15 mm über dem Brenneraustritt eine Minderung der Geschwindigkeitswerte. Das ist somit identisch zu den durchgeführten Untersuchungen und kann auf die drallinduzierte Strahlöffnung aufgrund des vorherrschenden plötzlichen Flächenwechsels zurückgeführt werden (Peterleithner, et al., 2016).

Die oberen Bereiche der Geschwindigkeitsprofile dieser Simulation weisen im Gegensatz dazu in einer axialen Position von über 20 mm verminderte Werte im Vergleich zu den experimentellen Versuchen auf. Dies ist auf den fehlenden Verbrennungsprozess in einer Höhe von 25 mm zurückzuführen, da durch die Expansion der Gase innerhalb der Verbrennung ein Anstieg der absoluten und infolgedessen der tangentialen Geschwindigkeit stattfindet (Peterleithner, et al., 2016).

Durch diese Ergebnisse kann angenommen werden, dass der Bereich in y-Richtung von 0 mm bis 20 mm der experimentellen Messungen als gute Näherung zur Validierung der kalten Strömungssimulationen herangezogen werden kann.

Wie zu beobachten, ist auch die Position des Geschwindigkeitsfeldes der Absolutgeschwindigkeit stärker zur Mittelachse geneigt als in den durchgeführten Versuchen. Den Grund hierfür kann ebenfalls der fehlende Verbrennungsprozess darstellen, da eine Flamme aufgrund der vorliegenden Expansion des Gasgemisches einen Einfluss auf Geschwindigkeits- und Druckfelder ausübt. Die eingehende Strömung wird dabei an der Flammenfront beschleunigt und gebrochen bzw. abgelenkt. Diese Ablenkung ist von dem Winkel der eingehenden Strömung sowie den Dichteunterschieden der Edukte und Produkte abhängig. Bei konstantem Anströmwinkel kann durch größer werdendes Dichteverhältnis von Edukten zu Produkten eine umso größere Ablenkung des Strömungsflusses beobachtet werden (Lieuwen, 2012).

Folglich kann angenommen werden, dass bei Simulationen der kalten Strömung das Geschwindigkeitsprofil der Absolutgeschwindigkeit mehr zur Mittelachse des Methanbrenners ausgerichtet ist als in den experimentellen Untersuchungen, da keine Ablenkung der Strömung aufgrund des fehlenden Verbrennungsprozesses vorliegt.

Das Geschwindigkeitsfeld der tangentialen Geschwindigkeit stellt hingegen eine gute Näherung zu den Versuchen dar und wird höchstwahrscheinlich geringer durch den Verbrennungsprozess beeinflusst. So zeigt sich im Vergleich zur Absolutgeschwindigkeit lediglich eine leichte Neigung dieser zur Mittelachse.

Die kalkulierten Drallzahlen dieser Simulation sind in Tabelle 7-6 dargestellt. Dabei werden die richtungsspezifischen Drallzahlen S_x und S_z sowie deren Mittelwert S_{Einzeln} in einer bestimmten axialen Position aufgezeigt. Weiters ist auch ein arithmetisches Mittel berechnet worden, um so die gesamte Drallzahl S_{Gesamt} zu ermitteln. Wie ersichtlich, wird der geforderte Wert von 0,47 nahezu erreicht. Mit einer Drallzahl von 0,45, welche sowohl in CFD-Post als auch in Excel kalkuliert wurde, ergibt sich eine Abweichung von 4% zu den experimentellen Versuchen. Eine Betrachtung der Einzelwerte zeigt am Austritt des Brenners sowie in 9 mm nahezu identische Werte zu den Messungen. Lediglich in einer Position von 18 mm ist eine größere Differenz ersichtlich. So weist diese Simulation eine Abnahme der Drallzahlen mit

zunehmender Höhe auf, was ein vernünftiges Ergebnis bei konstant gewähltem Radius und Dichte ohne Einbringung eines zusätzlichen Impulses darstellt. Hingegen zeigt das experimentelle Ergebnis, wie zuvor beschrieben, einen zu hohen Wert in einer Position von 18 mm, was somit zu einer erhöhten Drallzahl der Messungen und infolgedessen zu dieser Abweichung von 4% führt. Dadurch kann gesagt werden, dass die Ergebnisse der Simulation vermutlich eine bessere Näherung zur real auftretenden Drallzahl darstellen, jedoch auch hier Abweichungen aufgrund des Einflusses der Flamme sowie des gewählten Radius bei der Berechnung auftreten können.

Weiteres ist eine Differenz der Werte zwischen S_x und S_z , vor allem in erhöhter Position in y -Richtung, zu beobachten. Dies könnte auf den unsymmetrischen Aufbau von „Mesh A 13 Mio.“ zurückgeführt werden.

Tabelle 7-6: Drallzahl „Mesh A 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,50	0,51	0,51	0,45	4 %
9 mm	0,46	0,41	0,44		
18 mm	0,44	0,35	0,40		

7.3.2 Simulation von „Mesh B 19 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Die zweite Simulation wurde mit „Mesh B 19 Mio.“ unter denselben Solvareinstellungen wie in der Simulation von „Mesh A 13 Mio.“ durchgeführt. So ist auch hierbei das Realizable k - ϵ -Modell verwendet worden, um so eine bessere Vergleichbarkeit der beiden Lösungen zu ermöglichen. Tabelle 7-7 zeigt dabei die Solvareinstellungen der konvergenten Lösung. Um die Stabilität der Simulation zu erhöhen, wurde ebenfalls anfänglich für die Diskretisierungsverfahren von Impuls, turbulenter kinetischer Energie und spezifischer Dissipationsrate das Second-Order Upwind-Verfahren verwendet und erst nach erhöhter Stabilität der Residuen zum Quick-Modell gewechselt. Zusätzlich sind auch die Unterrelaxationsfaktoren entsprechend angepasst worden.

Tabelle 7-7: Solvareinstellung „Mesh B 19 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable k - ϵ , Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,5
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,4
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9

Da dieses Netzgitter über wesentlich mehr Gitterzellen als „Mesh A 13 Mio.“ verfügt, wurde eine aussagekräftige Lösung nach 25500 Iterationsschritten erreicht. Die Geschwindigkeitsfelder der absoluten und der tangentialen Geschwindigkeit sind in Abbildung 7-4 und Abbildung 7-5 dargestellt. Die in dieser Simulation ermittelten Werte sind höher als jene der Simulation von „Mesh A 13 Mio.“. Die maximale absolute Geschwindigkeit beträgt hierbei 6 m/s und die tangentielle Geschwindigkeit 4,5 m/s. Ein weiterer Unterschied liegt auch in erhöhter axialer Position, dabei weist „Mesh B 19 Mio.“ höhere Werte der Absolutgeschwindigkeit in einem Abstand von 30 mm bis 60 mm über dem Brenneraustritt auf, was auf die allgemein höheren Geschwindigkeitswerte in dieser Simulation zurückzuführen ist. Diese erhöhten Werte können hierbei durch die unterschiedliche Bauweise des Netzgitters begründet werden.

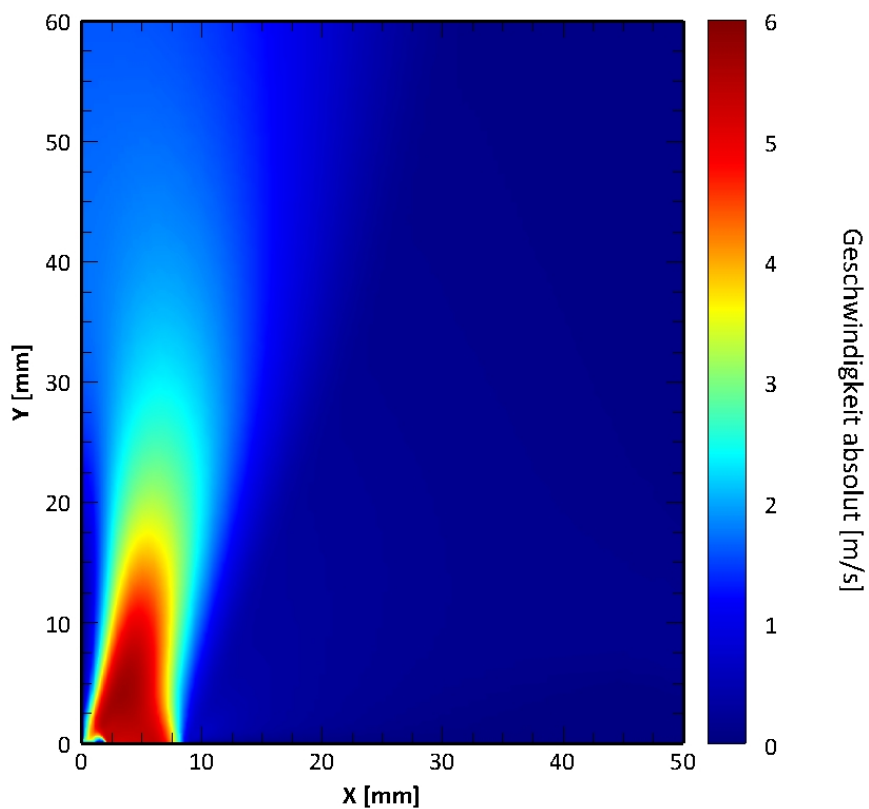


Abbildung 7-4: „Mesh B 19 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ)

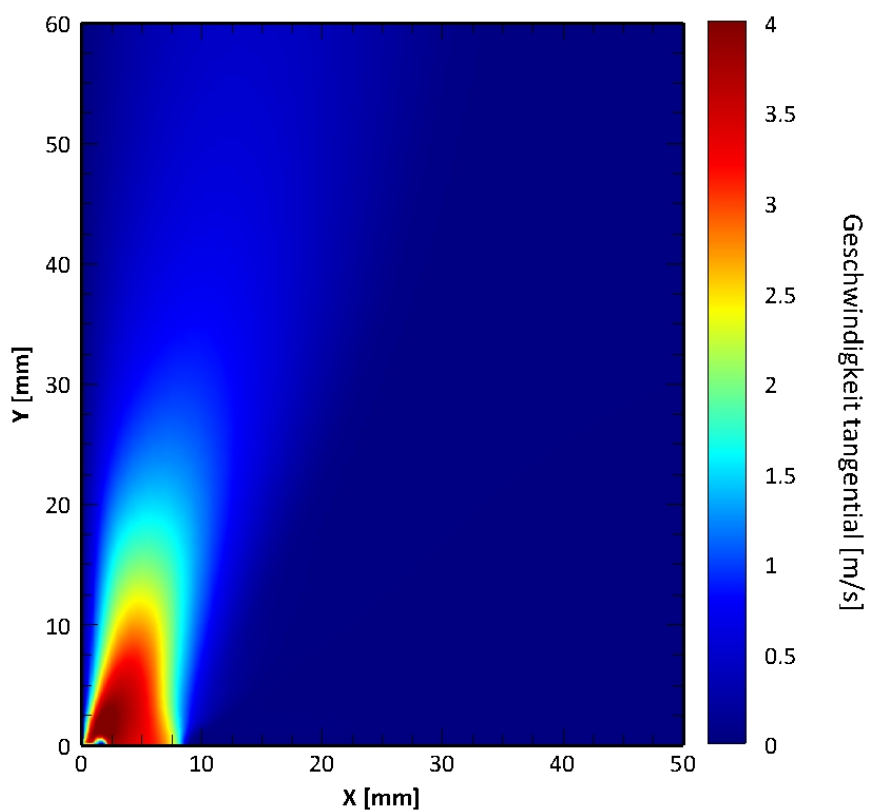


Abbildung 7-5: „Mesh B 19 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ)

Die Ergebnisse dieser Simulation zeigen eine bessere Näherung zu den experimentellen Untersuchungen als jene von „Mesh A 13 Mio.“. Die Werte für Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit entsprechen dabei fast denselben Werten, die in den Versuchen gemessen wurden (Abbildung 6-1, Abbildung 6-2). So weist die absolute Geschwindigkeit den exakt gleichen Wert und die Tangentialgeschwindigkeit einen um 0,5 m/s höheren Wert zu den Messungen auf. Diese Ergebnisse können auf den symmetrischen Aufbau des Zentrums der Brennkammer zurückgeführt werden, welcher vermutlich zu besseren Lösungen bzw. einer höheren Lösungsgenauigkeit führt.

Der untere Bereich der Geschwindigkeitsprofile, sprich bis 20 mm über dem Brenneraustritt, stellt auch wie in der Simulation zuvor eine sehr gute Näherung zu den experimentellen Untersuchungen dar.

Weiters ist auch hier das Geschwindigkeitsprofil der absoluten Geschwindigkeit stärker zur Mittelachse ausgerichtet, was ebenfalls auf die fehlende Flamme und deren Beeinflussung zurückgeführt werden kann. Das Profil der Tangentialgeschwindigkeit zeigt auch wie zuvor eine gute Näherung mit einer geringen Abweichung.

Tabelle 7-8 zeigt die kalkulierten Drallzahlen dieser Simulation. Dabei wird die geforderte Drallzahl nicht ganz erreicht. Mit einem Wert vom 0,44 liegt diese mit einer Abweichung von 6 % ebenfalls leicht unter dem Wert von 0,47. Die Werte in einer Position am Austritt des Brenners und in 9 mm stimmen ebenfalls fast exakt mit den ermittelten Drallzahlen aus den Versuchen überein. Wiederum zeigt sich eine Differenz in 18 mm Höhe: So lässt sich auch hier feststellen, dass diese Ergebnisse vermutlich eine bessere Näherung zu den tatsächlichen Werten der auftretenden Drallzahl des Methanbrenners darstellen als jene der experimentellen Messungen, aber auch hier Abweichungen durch den gewählten Radius zur Ermittlung der Drallzahl und sowie den fehlenden Einfluss der Flamme vorhanden sein können.

Einen wesentlichen Unterschied zum zuvor verwendeten Netzgitter zeigen die Werte der richtungsspezifischen Drallzahlen. So sind diese für die eine bestimmte axiale Position annähernd gleich. Grund hierfür ist höchstwahrscheinlich wiederum der symmetrische Aufbau dieses Netzgitters, was somit einen großen Vorteil von „Mesh B 19 Mio.“ darstellt.

Ein direkter Vergleich der beiden durchgeführten Simulationen „Mesh A 13 Mio.“ und „Mesh B 19 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell zeigt, dass bei zweitemer wesentlich repräsentativere Resultate hinsichtlich der Geschwindigkeitsprofile, der maximalen Geschwindigkeitswerte und der Drallzahl erzielt wurden. Dies begründet die Entscheidung, sich in zukünftigen Simulationen sich auf „Mesh B“ zu fokussieren, da ein symmetrischer Aufbau dem hierbei vorliegenden Fall in dieser Arbeit vorzuziehen ist.

Das verwendete Turbulenzmodell Realizable $k - \epsilon$ -Modell ist somit sehr gut für die Simulation des drallstabilisierten Methanbrenners mit dessen Gegebenheiten geeignet und liefert dabei ansehnliche Ergebnisse hinsichtlich Geschwindigkeiten sowie auch der Drallzahl.

Tabelle 7-8: Drallzahl „Mesh B 19 Mio.“ Realizable $k - \epsilon$ -Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzeln}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,44	6 %
9 mm	0,43	0,43	0,43		
18 mm	0,39	0,38	0,39		

7.3.3 Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Um aufzuzeigen, ob eine Reduzierung der Zellanzahl gleichermaßen aussagekräftige Resultate für den drallstabilisierten Methanbrenner erzeugt, wurde in dieser Simulation „Mesh B 13 Mio.“ mittels Realizable k - ϵ -Modell simuliert und dabei überprüft, ob Abweichungen zu der Simulation von „Mesh B 19 Mio.“ existieren. In diesen Fall wurden exakt die gleichen Solvereinstellungen als zuvor verwendet. Diese sind in Tabelle 7-9 dargestellt. Einen Unterschied zu den vorherigen Simulationen findet man hierbei in der räumlichen Diskretisierung von Impuls, turbulenter kinetischer Energie und spezifischer Dissipationsrate, dabei wurde von Anfang an die Einstellung Quick verwendet, da die zuvor durchgeführten Simulationen ein sehr stabiles Verhalten aufwiesen.

Tabelle 7-9: Solvereinstellung „Mesh B 13 Mio.“ Realizable k - ϵ -Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable k - ϵ , Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,5
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,4
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9

Eine konvergente Lösung wurde in dieser Simulation aufgrund der reduzierten Anzahl an Zellelementen wesentlich früher, nämlich mit 20000 Iterationsschritten, realisiert. In Abbildung 7-6 und Abbildung 7-7 sind die Geschwindigkeitsprofile der Absolut- und der Tangentialgeschwindigkeit der stabilen Lösung dargestellt. Auch hierbei beträgt der Maximalwert der Absolutgeschwindigkeit 6 m/s und jener der Tangentialgeschwindigkeit 4,5 m/s. Ein genauer Vergleich der ermittelten Profile mit den Geschwindigkeitsprofilen von „Mesh B 19 Mio.“ zeigt, dass diese exakt ident sind. Somit handelt es sich bei „Mesh B 13 Mio.“ um eine deutlich verbesserte Variante, da die Rechenzeit aufgrund der Reduktion der Zellelemente deutlich verkürzt wurde und zusätzlich ebenso aussagekräftige Ergebnisse erzielt werden konnten.

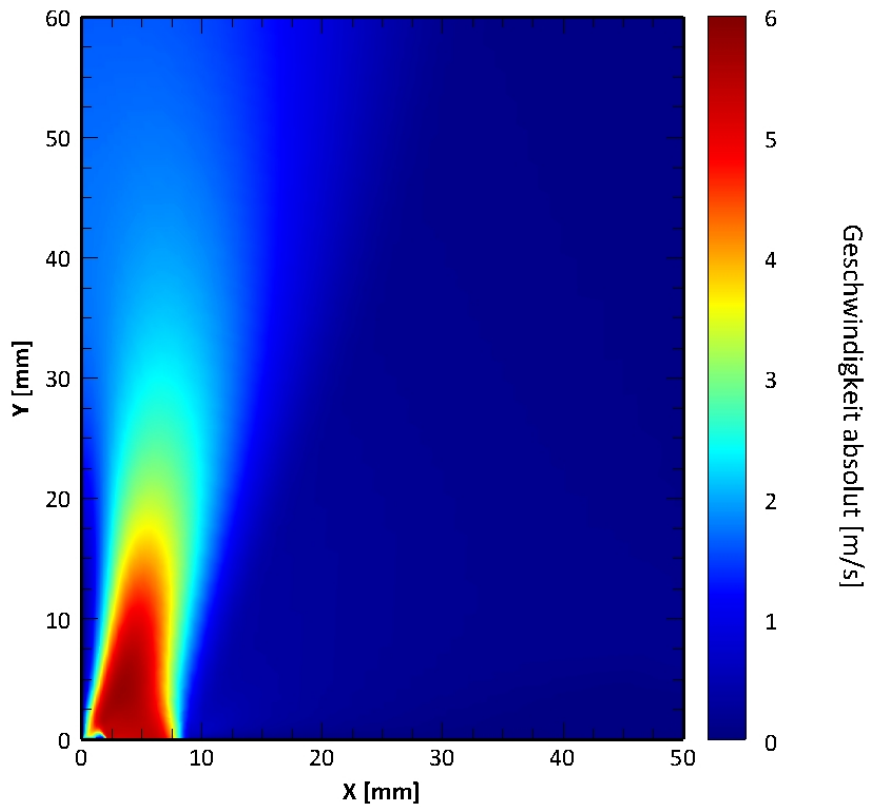


Abbildung 7-6: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ)

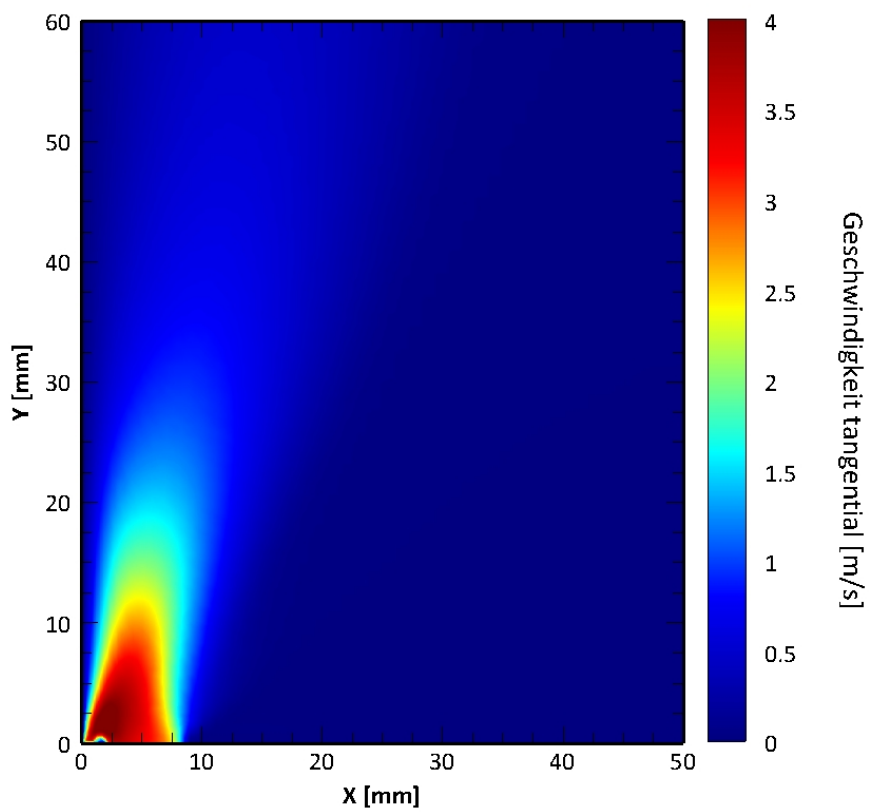


Abbildung 7-7: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ)

Da die Geschwindigkeitsprofile sowie die dazugehörigen Maximalwerte identisch mit jenen Ergebnissen aus der Simulation von „Mesh B 19 Mio.“ mit dem Realizable $k - \varepsilon$ -Modell sind und auch die berechneten Werte der Drallzahl sich nur minimal unterscheiden (siehe Tabelle 7-10), kann hierbei dieselbe Schlussfolgerung getroffen werden wie in der Simulation zuvor.

Tabelle 7-10: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,44	6 %
9 mm	0,43	0,43	0,43		
18 mm	0,38	0,39	0,39		

7.3.4 Simulation von „Mesh B 24 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Diese Simulation mit „Mesh B 24 Mio.“ wurde durchgeführt, um zu prüfen, ob ein feineres Netzgitter zu einem besseren Ergebnis im Vergleich zu den zuvor verwendeten Varianten von „Mesh B“ führt. Somit sind auch hier dieselben Solvareinstellungen (siehe Tabelle 7-11) verwendet worden. Während der Simulation wurden diese Einstellungen wie schon zuvor bei der Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ nicht geändert und bereits anfänglich das Quick-Verfahren angewandt.

Tabelle 7-11: Solvareinstellung „Mesh B 24 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable $k - \varepsilon$, Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,5
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,4
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9

Durch die Verwendung eines Netzgitters mit 24 Millionen Zellen wurde eine repräsentative Lösung mit 27500 Iterationsschritten erreicht. Auch hier zeigen Abbildung 7-8 und Abbildung 7-9 die Geschwindigkeitsprofile von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit der konvergenten Lösung. Diese sind ebenfalls ident mit jenen Ergebnissen aus den Simulationen von „Mesh B13 Mio.“ und „Mesh B19 Mio.“ unter Anwendung des Realizable $k - \epsilon$ -Modells. Ein Maximalwert der absoluten sowie der tangentialen Geschwindigkeit ist wie zuvor mit 6 m/s und 4,5 m/s zu beobachten. Aufgrund der hohen Zellanzahl wurde hierbei die Rechenzeit stark erhöht, was einen großen Nachteil dieses Netzgitters darstellt.

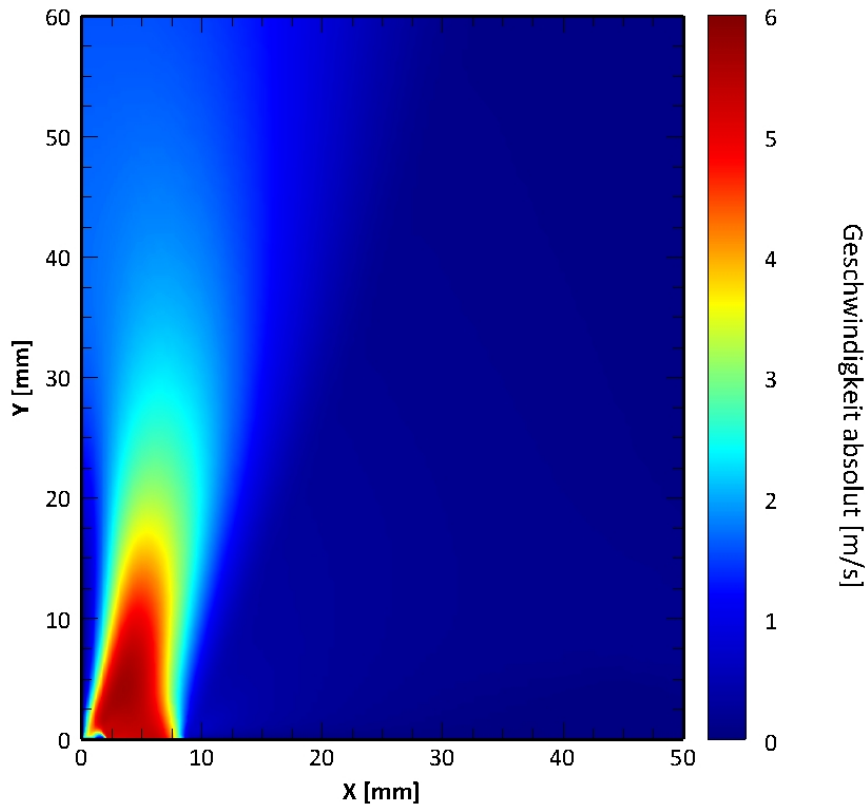


Abbildung 7-8: „Mesh B 24 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable $k - \epsilon$)

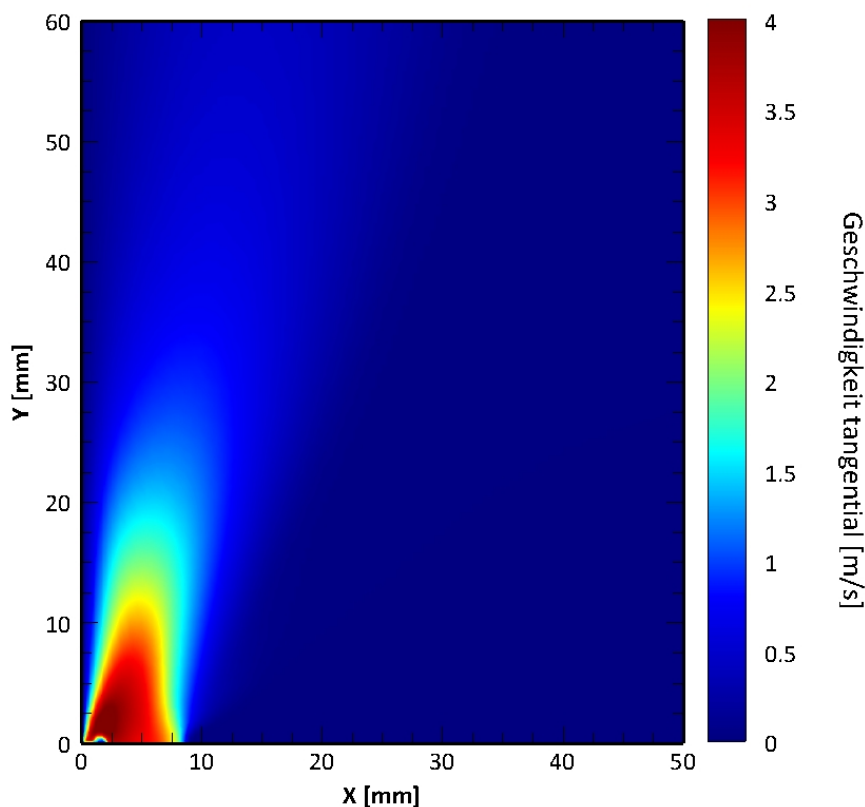


Abbildung 7-9: „Mesh B 24 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable $k - \epsilon$)

Auch diese Simulation weist dieselben Geschwindigkeitsprofile sowie Maximalwerte der Geschwindigkeiten und annähernd exakte Werte hinsichtlich der Drallzahl (siehe Tabelle 7-12) auf. Somit kann auch hier die gleiche Konklusion wie bei „Mesh B 19 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell gezogen werden.

Tabelle 7-12: Drallzahl „Mesh B 24 Mio.“ Realizable $k - \epsilon$ -Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,44	6 %
9 mm	0,43	0,43	0,43		
18 mm	0,39	0,38	0,39		

7.3.5 Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell

Eine genaue Analyse der zuvor verwendeten Netzgitter zeigt auf, dass es sich bei „Mesh B 13 Mio.“ um die vielversprechendste Variante in Hinblick auf die Ergebnisse und die benötigten Rechenkapazitäten handelt. Dadurch wurde in dieser Simulation ebenfalls „Mesh B 13 Mio.“ – jedoch mit einem anderen Turbulenzmodell – verwendet. Zum Einsatz kam hierbei das Transition SST-Modell, um eine alternative sowie vergleichbare Lösung zum Realizable $k - \epsilon$ -Modell zu schaffen.

Bei dieser Simulation wurden anfänglich dieselben Solvareinstellungen wie bei der Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell verwendet. Zusätzlich wurden die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten und deren Positionen der konvergenten Lösung exportiert und bei dieser Simulation interpoliert, um so bessere Ergebnisse zu erreichen.

Da es innerhalb dieser Simulation immer wieder zu Konvergenzproblemen gekommen ist, wurden die Solvareinstellungen sowie die Unterrelaxationsfaktoren häufig adaptiert und entsprechend angepasst. Dabei sind die finalen Einstellungen, mit denen ein konvergentes Verhalten erreicht werden konnte, in Tabelle 7-13 dargestellt. Wie ersichtlich, ist für die räumliche Diskretisierung bis auf den Druck und den Gradienten die Einstellung First-Order Upwind, die ein sehr stabiles Verfahren erster Ordnung darstellt, verwendet worden. Auch sind die Unterrelaxationsfaktoren im Vergleich zu den zuvor durchgeführten Simulationen weit herabgesetzt worden.

Tabelle 7-13: Solvareinstellung „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Transition SST
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	First-Order Upwind
turbulente kinetische Energie	First-Order Upwind
spezifische Dissipationsrate	First-Order Upwind
Intermittenz	First-Order Upwind
Impulsverlustdicken-Reynoldszahl	First-Order Upwind

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,45
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,45
turbulente kinetische Energie	0,5
spezifische Dissipationsrate	0,5
Turbulente Viskosität	0,6
Intermittenz	0,4
Impulsverlustdicken-Reynoldszahl	0,5

Aufgrund des divergenten Verhaltens dieser Simulation wurde hierbei eine repräsentative Lösung nach 61600 Iterationsschritten gefunden. Die absolute Geschwindigkeit, die in Abbildung 7-10 abgebildet ist, entspricht dabei einen Maximalwert von 6 m/s. Ein Wert der Tangentialgeschwindigkeit mit 4,5 m/s ist in Abbildung 7-11 ersichtlich. Somit wurden gleiche Geschwindigkeitswerte wie in der Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ mittels Realizable $k - \varepsilon$ - Modell ermittelt. Bei näherer Betrachtung der kalkulierten Geschwindigkeitsprofile zeigen diese sowohl für absolute als auch tangentiale Geschwindigkeit stark erhöhte Werte in einem Bereich von 15 mm bis 35 mm über dem Brenneraustritt in axialer Position.

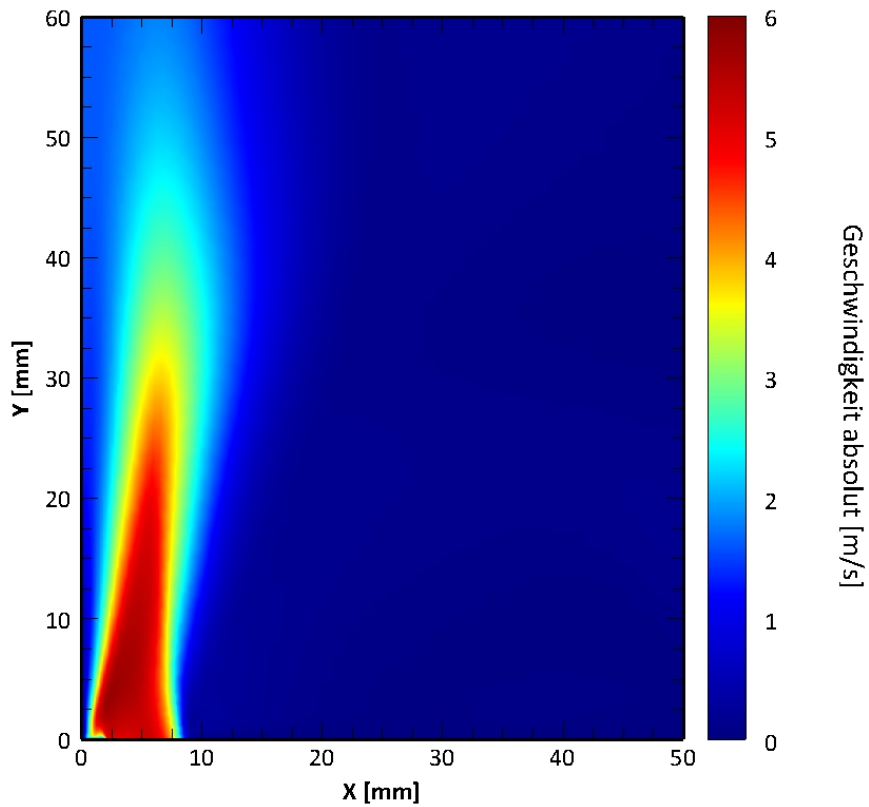


Abbildung 7-10: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Transition SST)

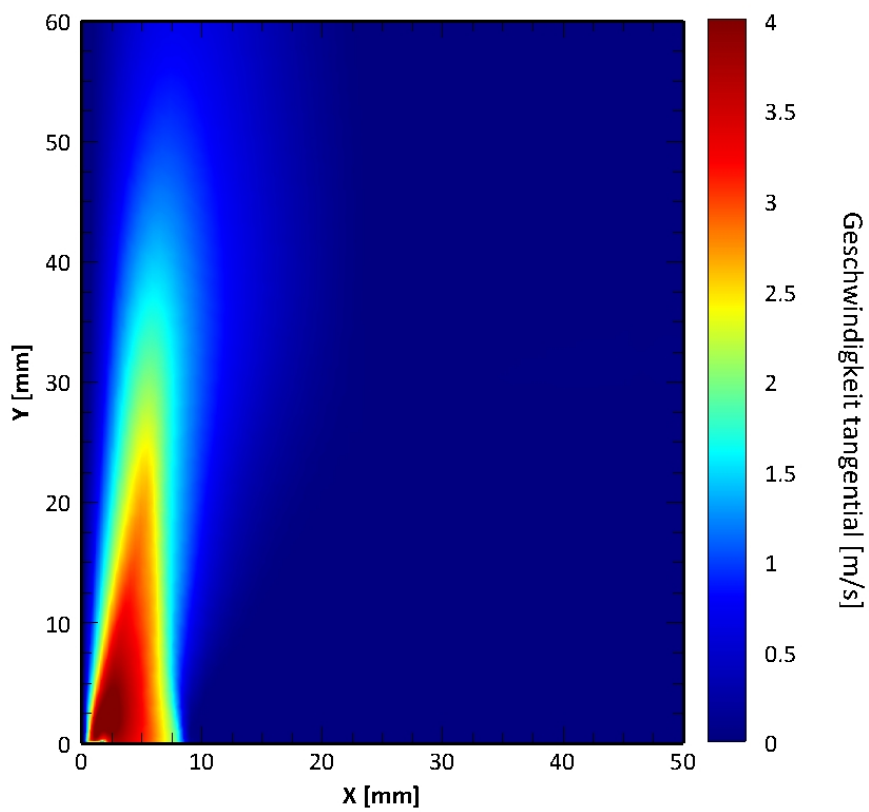


Abbildung 7-11: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Transition SST)

Eine Gegenüberstellung dieser Resultate mit den experimentellen Versuchen zeigt eine schlechte Näherung dieser: So sind zwar die Maximalwerte für Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit fast identisch mit jenen der Messungen aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2, jedoch weisen die Geschwindigkeitsprofile dieser eine unterschiedliche Form auf. Während in den Versuchen in einer Höhe von 15 mm eine Minderung der absoluten Geschwindigkeit und infolgedessen auch der tangentialen Geschwindigkeit erfolgt, ist dies bei dieser Simulation in einer Höhe von 30 mm über dem Brenneraustritt zu beobachten, was somit weit erhöhte Werte gegenüber den Messungen darstellt.

Wie auch in den zuvor durchgeführten Simulationen der kalten Strömung sind die Geschwindigkeitsfelder der absoluten und der tangentialen Geschwindigkeit zur Mittelachse des Methanbrenners ausgerichtet. Dabei zeigt auch hier die Absolutgeschwindigkeit eine größere Abweichung in der Neigung des Profils auf.

Durch nähere Betrachtung der ermittelten Drallzahlen, welche in Tabelle 7-14 dargestellt sind, ist ersichtlich, dass die gesamte Drallzahl des Brenners annähernd gleiche Werte wie in den Simulationen mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell aufweist und somit die selbe Schlussfolgerung getroffen werden kann. Jedoch zeigen die Werte in den Positionen von $y = 9$ mm und $y = 18$ mm wiederum eine Differenz zwischen den richtungsspezifischen Drallzahlen.

Die in dieser Simulation vorliegenden Abweichungen der Geschwindigkeitsfelder sowie auch die Tatsache, dass eine Unsymmetrie in den richtungsspezifischen Drallzahlen trotz Verwendung eines symmetrischen Netzgitters zu beobachten ist, kann höchstwahrscheinlich auf das gewählte Turbulenzmodell zurückgeführt werden. So ist dieses hauptsächlich für Strömungen im Transitionsbereich gedacht, wobei im hierbei vorliegenden Fall eine völlig turbulente Strömung auftritt. Somit könnte dies zu jenen großen Differenzen in den ermittelten Werten führen (ANSYS Inc., 2009).

Aufgrund der großen Abweichungen der Ergebnisse von den Geschwindigkeitsfeldern und der Unsymmetrie in den Drallzahlen kann gesagt werden, dass dieses Modell für den in dieser Arbeit vorliegenden Methanbrenner keine geeignete Wahl darstellt.

Tabelle 7-14: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ Transition SST-Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,44	6 %
9 mm	0,41	0,43	0,42		
18 mm	0,39	0,42	0,41		

7.3.6 Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ Reynolds-Stress-Modell

Um einen weiteren Vergleichswert zu schaffen, wurde ein drittes Turbulenzmodell, das sogenannte RSM an „Mesh B 13 Mio.“, getestet. So sind wie auch bei der Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell dieselben Solvereininstellungen zu Beginn verwendet worden. Zusätzlich wurde auch die konvergente Lösung dieser Simulation interpoliert, um so bessere Ergebnisse zu realisieren und den Lösungsprozess zu beschleunigen. Die Solvereininstellungen der konvergenten Lösung sind in Tabelle 7-15 dargestellt.

Da auch diese Simulation dazu neigte, zu divergieren, mussten die Solvereininstellungen dementsprechend angepasst werden. So wurde zwischenzeitlich für Impuls, turbulente kinetische Energie und spezifische Dissipationsrate das Second-Order Upwind-Verfahren verwendet. Für die Reynolds-Spannungen ist anfänglich das First-Order Upwind-Verfahren angewandt und erst bei stabileren Verhalten zum Quick- sowie Second-Order Upwind-

Verfahren gewechselt worden. Zusätzlich wurden, um die Stabilität der Simulation zu steigern, die Unterrelaxationsfaktoren drastisch gesenkt.

Tabelle 7-15: Solvereinstellung „Mesh B 13 Mio.“ RSM

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	RSM, Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick
Reynolds-Spannungen	Second-Order Upwind

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,45
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,45
turbulente kinetische Energie	0,7
spezifische Dissipationsrate	0,7
turbulente Viskosität	0,7
Reynolds-Spannungen	0,25

Durch die oben erwähnten Maßnahmen wurde eine stabile Lösung mit 34600 Iterationsschritten erzielt. Abbildung 7-12 stellt hierbei das Geschwindigkeitsprofil der absoluten Geschwindigkeit dar, wobei ein Maximalwert von 6 m/s ersichtlich ist. Die tangentielle Geschwindigkeitskomponente mit einem Maximalwert von 4 m/s ist in Abbildung 7-13 abgebildet. Die ermittelten Werte der Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit unter Verwendung des RSM liegen somit im ähnlichen Bereich von jenen der Simulation mittels dem Realizable $k - \varepsilon$ - sowie dem Transition SST-Modell an „Mesh B 13 Mio.“. Es kann lediglich eine verminderte tangentielle Geschwindigkeit beobachtet werden. Das Geschwindigkeitsprofil der Absolutgeschwindigkeit und somit auch das der Tangentialgeschwindigkeit zeigen weiters auch hier erhöhte Werte in einem Bereich von 15 mm bis 30 mm in axialer Richtung im Vergleich zur Simulation von „Mesh B 13 Mio.“ mit dem Realizable $k - \varepsilon$ -Modell.

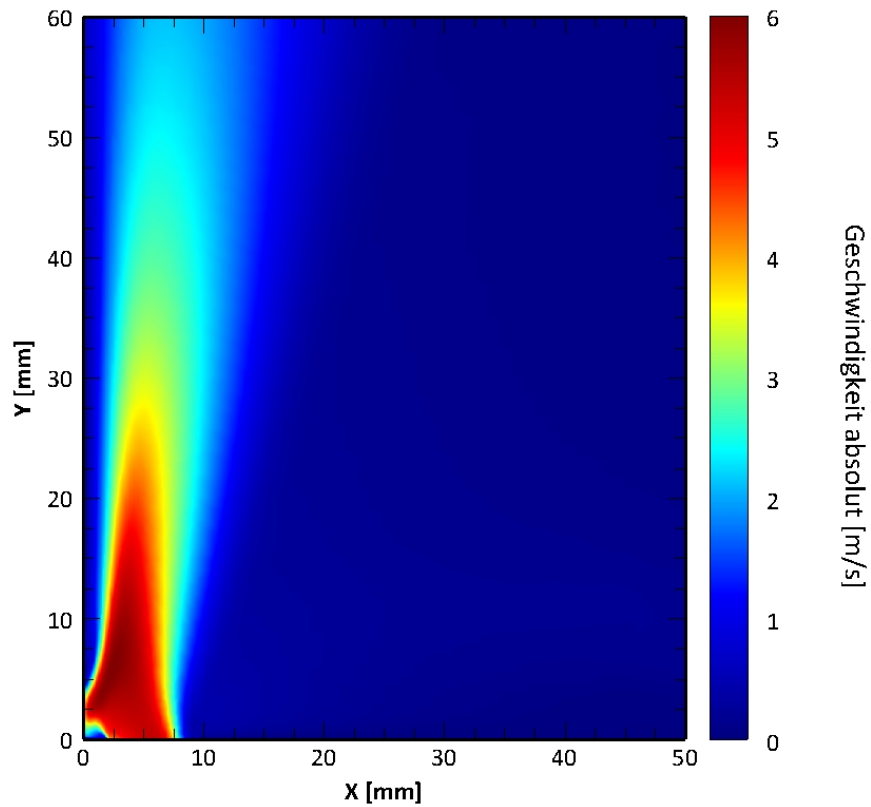


Abbildung 7-12: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (RSM)

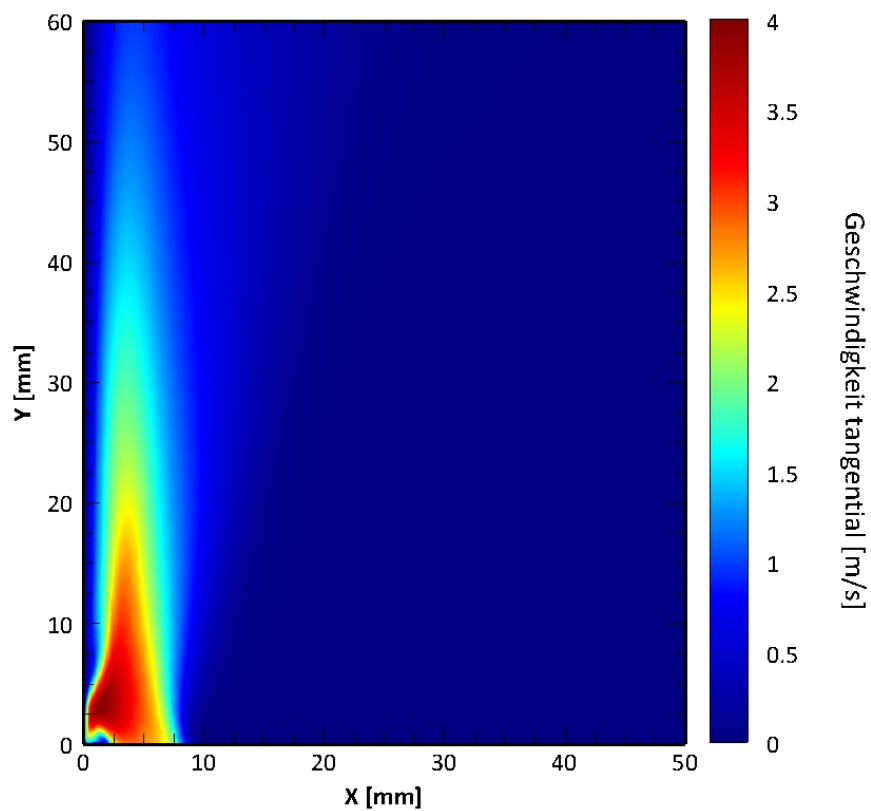


Abbildung 7-13: „Mesh B 13 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (RSM)

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsfelder dieser Simulation mit den experimentellen Messungen zeigt, dass die Werte der absoluten und tangentialen Geschwindigkeit exakt mit den gemessenen Werten in Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 übereinstimmen.

Auch hierbei ist wie im Fall des Transition SST-Modells eine Minderung der Absolutgeschwindigkeit und somit auch der Tangentialgeschwindigkeit in erhöhter axialer Position zu beobachten. In diesem Fall ist das in einer Höhe von 25 mm über dem Austritt des Methanbrenners ersichtlich, was zwar ein besseres Resultat im Vergleich zur Simulation zuvor darstellt, aber dennoch stark von dem vorgegebenen Wert der Versuche abweicht.

Weiters ist wie in den Simulationen zuvor eine Ausrichtung der Profile zur Mittelachse gegeben, wobei auch hier die Absolutgeschwindigkeit stärker betroffen ist.

In Tabelle 7-16 sind die kalkulierten Werte der Drallzahl dargestellt. Dabei ist sofort ersichtlich, dass die hierbei ermittelten Werte mit einer Abweichung von 28 % weit unter den geforderten Wert von 0,47 liegen und somit die schlechteste Annäherung an die Versuche vorliegt.

Obwohl das RSM für drallbehaftete Strömungen gut geeignet ist, wurden in dieser Simulation stark abweichende Werte hinsichtlich der Geschwindigkeitsprofile und der Drallzahl ermittelt. Dies kann vermutlich auf dem Umstand zurückgeführt werden, dass RSM für eine stark verdrallte Strömung sehr gute Ergebnisse liefert, während hingegen bei einer schwach bis moderat verdrallte Strömung, wie sie auch in dieser Arbeit vorliegt, das Realizable $k - \varepsilon$ -Modell bessere Resultate erzielt (ANSYS Inc., 2009).

Dadurch kann gesagt werden, dass das RSM zwar repräsentativere Ergebnisse als das Transition SST-Modell liefert, jedoch aufgrund der großen Abweichung der Drallzahl sowie der Geschwindigkeitsprofile zu den experimentellen Versuchen ebenfalls kein geeignetes Modell für den vorliegenden Anwendungsfall darstellt.

Tabelle 7-16: Drallzahl „Mesh B 13 Mio.“ RSM

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,39	0,39	0,39	0,34	28 %
9 mm	0,32	0,32	0,32		
18 mm	0,32	0,32	0,32		

7.3.7 Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Mittels „Mesh B 13 Mio.“ und dem Realizable $k - \varepsilon$ -Modell sind in dieser Arbeit die ansehnlichsten Ergebnisse erzielt worden. Durch diesen Sachverhalt ist eine verkürzte Geometrie von „Mesh B 13 Mio.“ generiert worden, um so eine Reduktion der Zellelemente zu erreichen, was letztendlich einen positiven Effekt auf die Rechenzeiten sowie die Rechenkapazitäten bewirkt. Somit wurde ein 3 Millionen Netzgitter „Mesh B 3 Mio.“ mit unterschiedlichen Längen des Brenners (16 mm, 8 mm, 1 mm) erzeugt.

Eine Simulation der kalten Strömung wurde hierbei an „Mesh B 3 Mio.“ mit 16 mm durchgeführt – dadurch soll aufgezeigt werden, inwiefern sich die Ergebnisse der verkürzten Variante zu jenen der kompletten Geometrie unterscheiden. Als Eingangsbedingung wurde das Geschwindigkeitsfeld der konvergenten Lösung von „Mesh 13 Mio.“ mittels Realizable $k - \varepsilon$ -Modell an jener Position, wo der Brenner verkürzt wurde, verwendet. Die in Kapitel 7.1 beschriebenen Randbedingungen repräsentieren dabei die Werte des verwendeten Geschwindigkeitsfeldes.

Die Solvereinstellungen der Simulation sind in Tabelle 7-17 dargestellt. Dabei wurden diese ähnlich wie bei „Mesh B13 Mio.“ und „Mesh B 24 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell nicht geändert und schon anfänglich die Einstellung Quick verwendet.

Tabelle 7-17: Solvereinstellung „Mesh B 3 Mio.“ Realizable $k - \epsilon$ -Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable $k - \epsilon$, Enhanced Wall T.
Fluid	Luft, konstant

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Quick
turbulente kinetische Energie	Quick
spezifische Dissipationsrate	Quick

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,5
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,4
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9

Diese Simulation zeigte nach 22500 Iterationsschritten eine konvergente Lösung. Obwohl in diesem Fall weniger Zellelemente vorhanden sind, wurden mehr Iterationsschritte zur Lösungsfindung benötigt. Dies kann möglicherweise auf die verkürzte Geometrie sowie den unterschiedlichen Randbedingungen zurückgeführt werden. In Abbildung 7-14 und Abbildung 7-15 sind die Geschwindigkeitsprofile von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit abgebildet. Diese weisen einen Maximalwert von 6 m/s sowie 4,5 m/s auf und sind somit exakt gleich der Werte, welche durch das Realizable $k - \epsilon$ -Modell an „Mesh B 13 Mio.“ kalkuliert wurden.

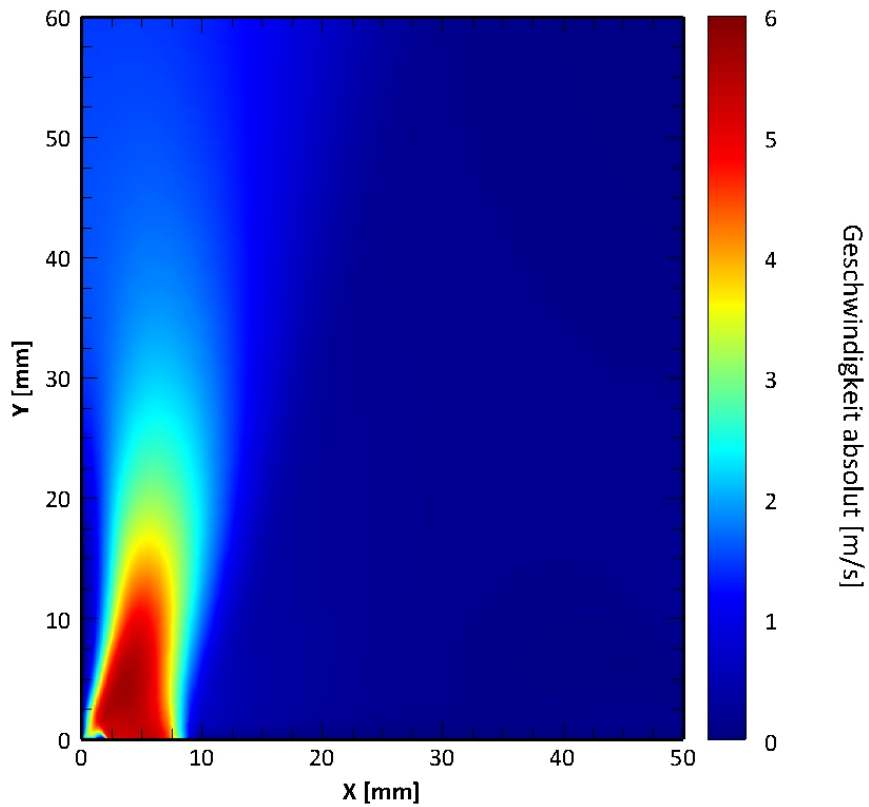


Abbildung 7-14: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (Realizable k - ϵ)

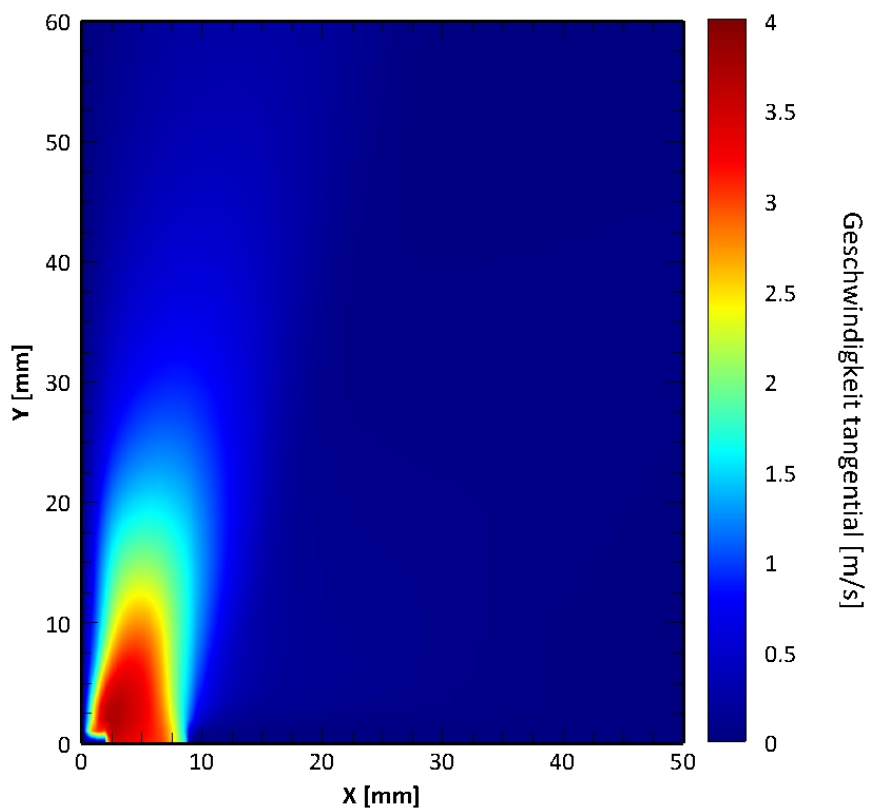


Abbildung 7-15: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (Realizable k - ϵ)

Wie ersichtlich, repräsentieren die Ergebnisse dieser Simulation durch Vergleich mit den experimentellen Versuchen eine sehr gute Lösung. So stimmen die ermittelten Maximalwerte der Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit fast identisch mit den Messwerten aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 überein.

Die Betrachtung der Geschwindigkeitsprofile zeigt auch hierbei (wie bei allen kalten Strömungssimulationen) eine Ausrichtung des Feldes der Absolutgeschwindigkeit zur Symmetrieachse des Methanbrenners. Das Geschwindigkeitsprofil der Tangentialgeschwindigkeit hingegen stellt hinsichtlich des Profils, bis auf eine minimale Abweichung, sowie des kalkulierten Maximalwertes an die experimentellen Untersuchungen eine sehr gute Annäherung dar.

Eine nähere Betrachtung der Drallzahlen (siehe Tabelle 7-18) zeigt, dass die kalkulierten Werte dieser Simulation eine gute Näherung an den geforderten Wert von 0,47 mit einer Abweichung von 4 % darstellen. Auch weisen die Drallzahlen in den Positionen über dem Brenneraustritt sowie in 9 mm Höhe ein gutes Resultat mit einer geringen Abweichung auf. Ein Vergleich zu den vorherigen Simulationen mittels Realizable $k - \varepsilon$ -Modell zeigt dabei eine Erhöhung dieser Werte, was möglicherweise auf die gewählten Randbedingungen zurückzuführen ist. Die Drallzahl in 18 mm ist wie in den Simulationen zuvor ebenfalls geringer, was ein aussagekräftiges Ergebnis gemessen an den experimentellen Versuchen darstellt. Auch hierbei kann ebenfalls gesagt werden, dass möglicherweise Abweichungen durch den fest gewählten Radius sowie den fehlenden Einfluss der Flamme auftreten.

Weiters ist eine Differenz der S_x und S_z Werte in erhöhter Position ersichtlich. Grund hierfür liegt vermutlich in der verkürzten Geometrie und dem dazugehörigen Geschwindigkeitsfeld als Eingangsbedingung, welches lediglich eine iterative Lösung darstellt und somit zu unterschiedlichen Stromlinien im Gegensatz zur kompletten Geometrie führen kann.

Abschließend kann gesagt werden, dass diese Variante hinsichtlich der ermittelten Werte von Geschwindigkeit und deren Profil, der Drallzahl sowie der benötigten Rechenzeit die besten Ergebnisse der kalten Strömungssimulation für den drallstabilisierten Methanbrenner lieferte. Dadurch sind die Verbrennungssimulation auf Basis des verkürzten Netzgitters „Mesh B 3 Mio.“ mit dem Realizable $k - \varepsilon$ -Turbulenzmodell durchgeführt worden.

Tabelle 7-18: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ Realizable $k - \varepsilon$ -Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,51	0,52	0,52	0,45	4 %
9 mm	0,46	0,43	0,45		
18 mm	0,43	0,37	0,40		

7.4 Simulation des Verbrennungsprozesses

In diesem Kapitel werden die einzelnen durchgeführten Verbrennungssimulationen sowie die daraus ermittelten Ergebnisse näher erläutert. Zusätzlich wird dabei eine Validierung mit den Resultaten aus den experimentellen Versuchen durchgeführt.

7.4.1 Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Eddy-Dissipation-Modell

Durch den Umstand, dass die Simulation einer Verbrennung wesentlich mehr Rechenzeit sowie auch Rechenkapazität in Anspruch nimmt, wurde hierbei das „Mesh 3 Mio.“ aufgrund seiner geringen Zellanzahl sowie der ansehnlichen Ergebnisse, die dieses Netzgitter in der Simulation der kalten Strömung lieferte, verwendet. Die benötigte Simulationsdauer zur kalten Strömungssimulation unterscheidet sich fast um den Faktor 10. Anfänglich ist mit diesem Modell eine Simulation an der 16 mm- und der 8 mm-Variante versucht worden. Es stellte sich jedoch schnell heraus, dass aufgrund der Eigenschaften des ED-Modells diese Varianten des Netzgitters ungeeignet sind. Die Ursache dafür liegt in der sofortigen Reaktion bei Kontakt des Brennstoffes und des Oxidators, da infolgedessen der Verbrennungsprozess bereits im Bereich des verkürzten Brenners stattfand und dadurch die Geschwindigkeitswerte am Austritt aufgrund der Expansion des Gemisches drastisch erhöht wurden. Somit ist letztendlich für diese Simulation die Variante mit 1 mm verwendet worden, um vergleichbare Resultate zu erhalten.

In Tabelle 7-19 sind dabei die Solvereininstellungen der durchgeführten Simulation dargestellt. Die Diskretisierungsverfahren sind hier nicht verändert worden, jedoch die Unterrelaxationsfaktoren, um so ein Divergieren der Simulation zu vermeiden. Auch wurde zur Bereitstellung von Geschwindigkeitswerten die konvergente Lösung von „Mesh B 3 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell in die Simulation interpoliert, um das Konvergenzverhalten und somit den Lösungsprozess zu beschleunigen. Als Randbedingung ist das Geschwindigkeitsfeld in 1 mm Höhe unter der Brennkammer aus der Lösung von „Mesh B 19 Mio.“ verwendet worden. Somit handelt es sich hier um eine Vormischflammenkonfiguration.

Weiters wurde aufgrund der Grenzen, die das ED-Modell aufweist, ein Zweischrittreaktionsmechanismus, der aus dem Zwischenschritt der CO-Bildung besteht, in dieser Simulation gewählt. Dadurch ist eine Darstellung von zusätzlichen Nebenspezies nicht möglich gewesen.

In dieser numerischen Untersuchung wurden zwei unterschiedliche Änderungen getätigt und infolgedessen drei Lösungen (ED1, ED2, ED3) generiert. Hauptziel hierbei war, den Einfluss der Wärmestrahlung zu untersuchen. Für das erste Ergebnis wurde dabei kein Strahlungsmodell verwendet und somit die Wärmestrahlung nicht berücksichtigt. Nach Realisieren eines konvergenten stabilen Verhaltens ist zusätzlich für die zweite Lösung das DO-Modell verwendet worden, um so auch den Strahlungstransport zu inkludieren. Diese beiden Resultate stellten jedoch einen adiabaten Fall dar, da die Brennkammerwände als undurchlässig für Wärmetransport definiert wurden. Um realistische Randbedingungen zu den experimentellen Versuchen zu schaffen, sind für die dritte Lösung die Außenwände der Brennkammer exakt gleich wie der Auslass dieser mit einem atmosphärischen Druck definiert worden, um so einen nicht-adiabaten Fall zu simulieren.

Tabelle 7-19: Solvereininstellung „Mesh B 3 Mio.“ ED-Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable $k - \epsilon$, Enhanced Wall T.
Verbrennungsmodell	Eddy-Dissipation
Strahlungsmodell	DO
Fluid	Luft/Methan, inkompress. Idealgas

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Second-Order Upwind
turbulente kinetische Energie	Second-Order Upwind
spezifische Dissipationsrate	Second-Order Upwind
CH ₄ , O ₂ , CO ₂ , CO, H ₂ O	Second-Order Upwind
Energie	Second-Order Upwind
Discrete-Ordinates	First-Order Upwind

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,6
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,3
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9
CH ₄ , O ₂ , CO ₂ , CO, H ₂ O	1
Energie	0.95
Discrete-Ordinates	1

Beim vorliegenden Netzgitter mit 3 Millionen Zellen und dem verwendeten ED-Modell konnte jeweils für die drei unterschiedlichen Varianten akkurat ein stabiles Verhalten erreicht werden. In Tabelle 7-20 sind die dabei ermittelten Maximalwerte von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeiten sowie Temperaturen der konvergenten Lösungen der verschiedenen Varianten dargestellt. Die Ergebnisse der ersten beiden Varianten weisen keinerlei Unterschied auf. Auch zeigen die Profile dieser ein fast identisches Verhalten. Dies ist vermutlich auf die Randbedingung der adiabaten Verbrennung zurückzuführen, da dadurch kein Wärmeaustausch nach außen erfolgt. Hierbei ist für Variante 1 und Variante 2 eine Verbrennungstemperatur von 1800 °C ermittelt worden, welche somit über der adiabaten Verbrennungstemperatur von 1684 °C für ein vorliegendes Lambda von 0,7, wie in Kapitel 7.1 beschrieben, liegt. Dies kann höchstwahrscheinlich auf die Ursache eines Nachverbrennungsprozesses zurückgeführt werden, der durch die Einbringung von Kühlluft und somit zusätzlichen Sauerstoff stattfindet. Dadurch kann von einem Lambda größer 0,7 ausgegangen werden, was sich auch mit jenen Werten aus Tabelle 6-1 deckt. Dieser Umstand der Nachverbrennung wird nachfolgend noch näher im Detail erläutert.

Zusätzlich kann das verwendete ED-Modell ebenfalls eine Temperaturerhöhung aufgrund dessen Annahme von endlich schneller Chemie bewirken. Somit stellt eine Temperatur von 1800 °C ein realistisches Ergebnis unter den getroffenen Annahmen und Randbedingungen dar. Weiters ist ersichtlich, dass in ED3 sowohl Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit exakt dieselben Werte wie in den anderen Varianten aufweisen und lediglich der Wert der Temperatur eine Differenz von 150 °C zeigt. Zusätzlich stellen auch die Profile von Variante 3 eine bessere Näherung zu den experimentellen Untersuchungen dar. Durch die großen Abweichungen der Temperatur von ED1 und ED2 und auch der Geschwindigkeitsprofile zu den Messungen wird in dieser Arbeit lediglich auf Variante 3 näher eingegangen. In den weiteren Simulationen dieser Arbeit wird ebenfalls nur diese Variante aufgrund der realistischen Randbedingungen verglichen mit den experimentellen Versuchen näher erläutert.

Tabelle 7-20: Übersicht der ermittelten Werte der unterschiedlichen ED-Varianten

Variante	Absolutgeschwindigkeit [m/s]	Tangentialgeschwindigkeit [m/s]	Temperatur [°C]
ED1	5,5	4	1800
ED2	5,5	4	1800
ED3	5,5	4	1650

Wie bereits erwähnt und in Tabelle 7-20 ersichtlich, beträgt der Höchstwert in ED3 für absolute und tangentielle Geschwindigkeit 5,5 m/s bzw. 4 m/s. Diese weisen somit zu den Simulationen der kalten Strömung ähnliche Werte auf. Die dazugehörigen Geschwindigkeitsprofile sind in Abbildung 7-16 und Abbildung 7-17 dargestellt.

Der Maximalwert der Temperatur ist mit 1650 °C aus dem Temperaturprofil in Abbildung 7-18 entnommen worden.

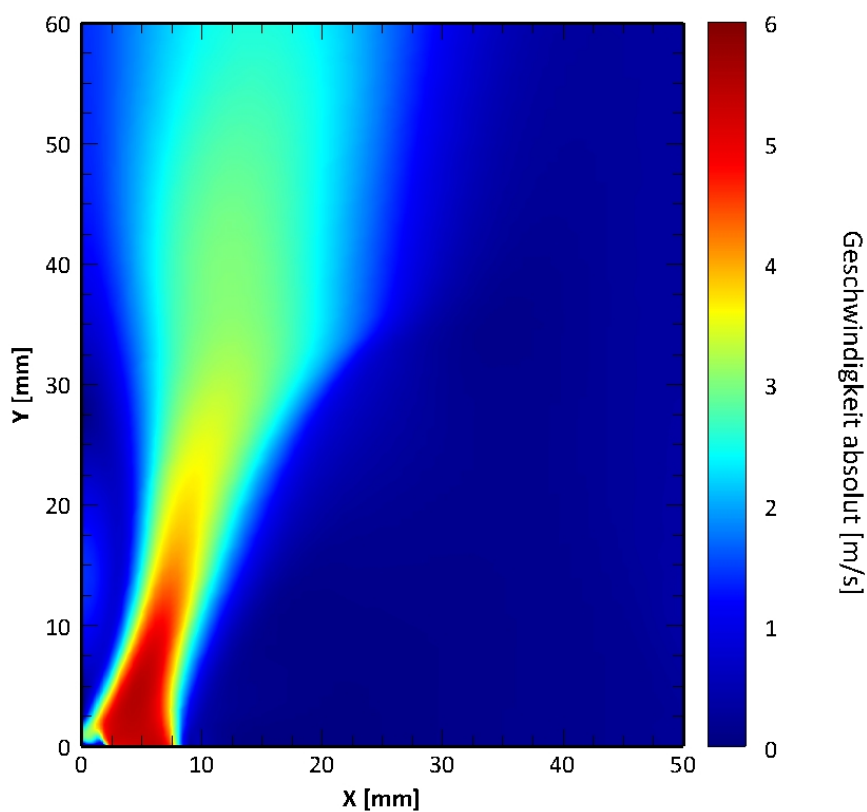


Abbildung 7-16: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (ED3)

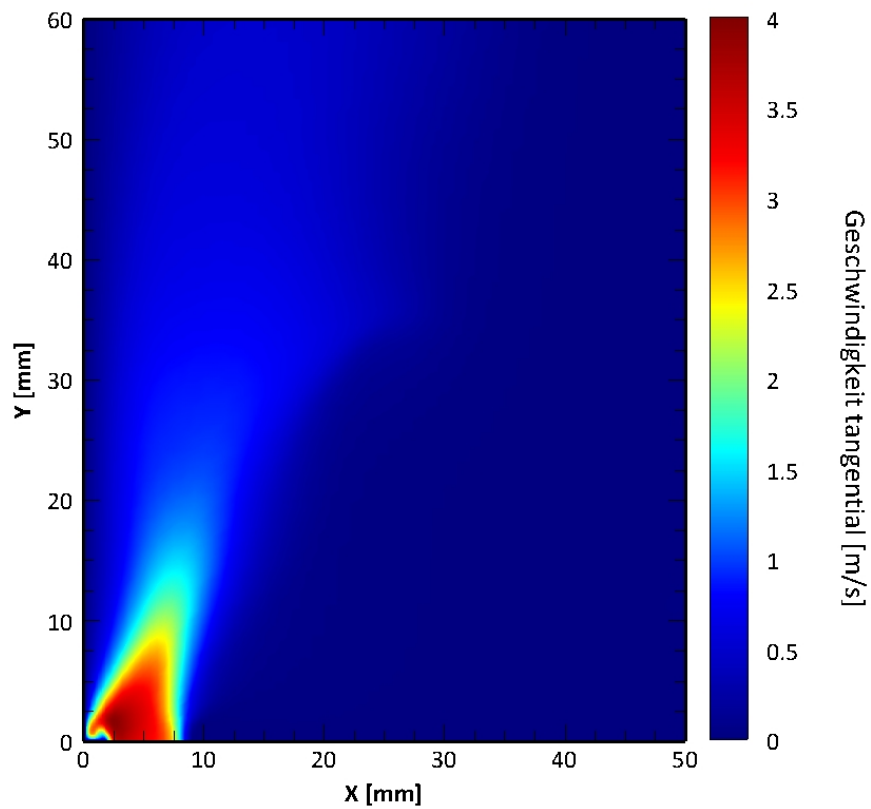


Abbildung 7-17: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (ED3)

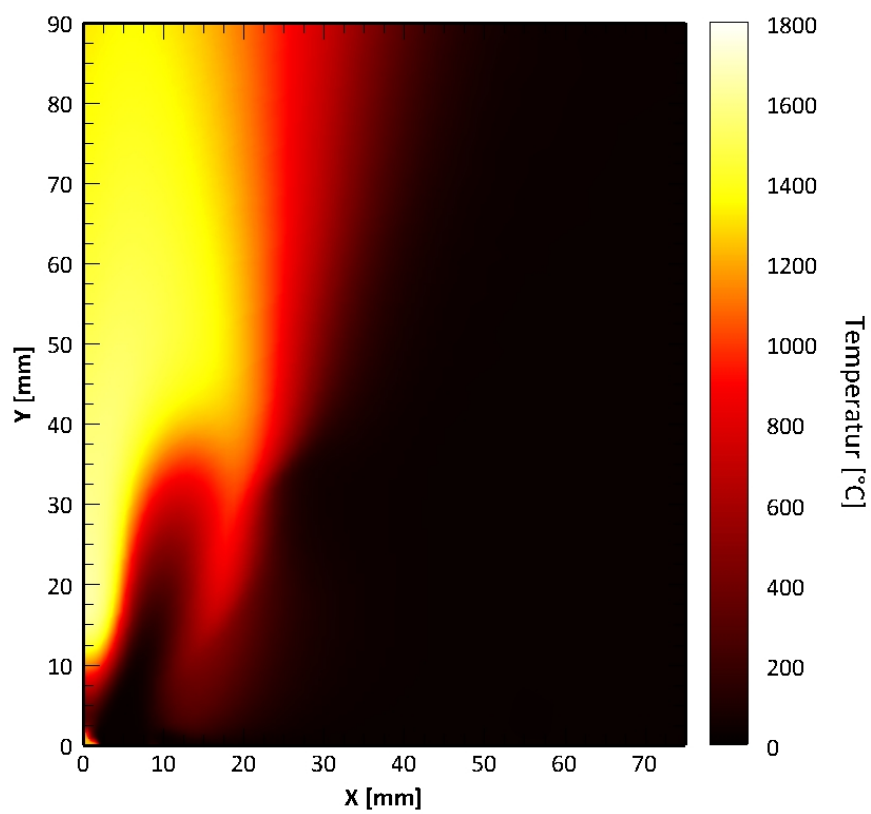


Abbildung 7-18: „Mesh B 3 Mio.“ Temperatur (ED3)

Ein näherer Vergleich mit den experimentellen Versuchen zeigt, dass die Höchstwerte von sowohl Absolut- als auch Tangentialgeschwindigkeit mit den gemessenen Werten der Versuche aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 fast exakt übereinstimmen. Dabei weist die absolute Geschwindigkeit einen um 0,5 m/s kleineren Wert auf, während die tangentiale Geschwindigkeit identisch ist.

Durch eine genaue Betrachtung der Geschwindigkeitsprofile ist sofort ersichtlich, dass diese nicht wie jene Profile aus den Ergebnissen der kalten Strömungssimulationen zur mittleren Achse ausgerichtet sind, sondern eine Ausrichtung gegengleich zu dieser aufzeigen. Wie zuvor in 7.3 beschrieben, erfolgt hierbei eine Ablenkung der Strömung, weil diese an der Flammenfront gebrochen wird. Dieser Effekt wird vermutlich dadurch verstärkt, dass die Hauptreaktionszone der Verbrennung aufgrund der Eigenschaften des ED-Modells bereits an der Mittelachse nahe am Brenneraustritt zu beobachten ist und so die Stromlinien zusätzlich beeinflusst werden.

Das gesamte Geschwindigkeitsprofil der Absolutgeschwindigkeit stellt eine akzeptable Näherung zu den Experimenten dar. Dabei ist, wie zuvor in 7.3 beschrieben, ersichtlich, dass dieses ab dem Brenneraustritt eine Verschmälerung aufgrund der drallinduzierte Strahlöffnung aufzeigt und es anschließend in einer axialen Position von 20 mm wiederum zu einer Verbreiterung des Geschwindigkeitsprofils durch den Verbrennungsprozess und der daraus resultierenden Gasexpansion kommt. Weiters zeigen die Geschwindigkeitswerte in einem Bereich vom Austritt des Brenners bis hin zu 15 mm darüber identische Werte zu den Messungen auf. In dem darauffolgenden axialen Bereich von 15 mm bis 20 mm sind die ermittelten Werte der Simulation zu hoch und in einem Abstand von 20 mm bis 40 mm wieder etwas zu gering. Dies könnte auf das gewählte Verbrennungsmodell zurückgeführt werden: Da hierbei die Verbrennung sofort bei Kontakt der Reaktionspartner eintritt, findet diese größtenteils in einem Bereich nahe dem Austritt des Brenners statt – in den Versuchen hingegen ist diese in einer axialen Position von 25 mm zu beobachten. Das Profil der Tangentialgeschwindigkeit zeigt wie schon in den kalten Strömungssimulationen ebenfalls eine gute Näherung. Ein Unterschied liegt wiederum in der Ausrichtung zur Mittelachse: So ist auch hier eine Neigung nach außen zu beobachten, da das Geschwindigkeitsfeld höchstwahrscheinlich durch den Verbrennungsprozess geringfügig beeinflusst wird. In einen Bereich von 0 mm bis 10 mm zeigt dieses identische Werte sowie Position mit den experimentellen Versuchen auf. Der Abschnitt darüber stellt hingegen verminderte Werte in einer zu großen Schrägstellung zur Symmetrieachse dar. Die Ursache kann dabei vermutlich ebenfalls auf die verfrühte Verbrennung an der Innenseite der Geschwindigkeitsprofile zurückgeführt werden.

Das dargestellte Temperaturprofil aus Abbildung 7-18 zeigt eine unbefriedigende Näherung zu den experimentellen Messungen aus Abbildung 6-3. Die Maximalwerte der Temperatur sind trotz der nicht-adiabaten Randbedingungen in der durchgeführten Simulation höher als in den Experimenten, was wiederum auf das zuvor erwähnte Phänomen der Nachverbrennung zurückgeführt werden kann. Ein genauer Vergleich der Temperaturprofile zeigt in der Simulation einen sehr steilen schmalen sowie schnellen Übergang von der Umgebung zur Flamme. In den experimentellen Versuchen ist gegensätzlich dazu ein breiter und langsamer Übergang zu beobachten. Deswegen kann von einer besseren Durchmischung des Brennstoffgemisches mit der Kühlluft in der Simulation ausgegangen werden, was somit höchstwahrscheinlich zu einer stärkeren Nachverbrennung sowie höheren Wärmefreisetzung als in den Messungen führt. Zwar deutet das Luftverhältnis des Brennstoff-Oxidator-Gemisches mit einem Wert von nur 0,7 auf eine fette Verbrennung hin, aber durch Einbringung von Kühlluft an den Brennkammerwänden und der guten Durchmischung ist für eine Nachverbrennung genügend Sauerstoff vorhanden. Das daraus resultierende Ergebnis wäre eine fast stöchiometrische Verbrennung, die eine zusätzliche Temperaturerhöhung zur Folge

hat. Weiters kann auch das gewählte ED-Modell durch dessen Annahme endlich schneller Chemie ebenfalls zu einer Temperaturerhöhung führen. Ein weiterer Unterschied ist bei einem genauen Vergleich der Temperaturprofile von Simulation und Messung in der Form feststellbar: Dies zeigt in der Simulation bereits den maximalen Wert der Temperatur in einem axialen Bereich von 15 mm an der Symmetrieachse, während hingegen in den Versuchen diese Werte in einer Höhe von 25 mm auftreten. In erster Linie kann dies wie bereits erwähnt ebenfalls auf das gewählte Verbrennungsmodell und dessen sofortige Reaktion zurückgeführt werden.

Eine genaue Betrachtung der Drallzahlen in Tabelle 7-21 zeigt, dass die Werte am Austritt des Brenners und in 9 mm Höhe über diesem etwas geringer als jene aus der Simulation „Mesh B 3 Mio.“ mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell und auch den kalkulierten Werten der Versuche sind. In einer axialen Position von 18 mm ist hingegen eine wesentlich verkleinerte Drallzahl ermittelt worden. Dies ist möglicherweise ebenfalls auf den Verbrennungsprozess zurückzuführen, da dieser hierbei bereits verstärkt in einer Höhe von 10 mm erfolgt und dadurch die Geschwindigkeitsfelder beeinflussen kann. Infolgedessen kann gesagt werden, dass der Wert in jener Position von 18 mm ein nicht aussagekräftiges Ergebnis zur Ermittlung der gesamten Drallzahl darstellt, da dieser durch die Annahme eines konstanten Radius und einer konstanten Dichte sowie des verfrühten Verbrennungsprozesses große Abweichungen enthalten kann. Weitere wichtige Beobachtung stellen die Werte von S_x und S_z dar: So weisen diese in der kalten Strömungssimulation unsymmetrische Werte auf, während hingegen in der Verbrennung die Werte in jeder axialen Position exakt identisch sind. Die Ursache hierfür liegt vermutlich im Verbrennungsprozess und der daraus folgenden gleichmäßigen Temperatur- und Geschwindigkeitszunahme sowie den hohen Dichtegradienten, welche zu symmetrischen Stromlinien führen können. Auch könnte numerische Diffusion dabei eine Rolle spielen. Durch die oben genannten Faktoren wird in dieser Verbrennungssimulation eine Drallzahl von 0,40 erreicht, was eine Abweichung von 15 % darstellt.

Durch Betrachtung der Bilanz zwischen Einlass und Auslass des Methanbrenners in Ansys Fluent ist ersichtlich, dass in dieser Verbrennungssimulation 99,66 % des gesamten CH_4 verbrannt wurde.

Allgemein zeigt sich damit zweifellos, dass es sich bei den Lösungen mit diesem Modell bereits um eine akzeptable Näherung handelt. Nachteil stellt wie erwähnt der zu früh einsetzende Verbrennungsprozess, der diesem Modell zugrunde liegt und die Ergebnisse dadurch verändert sowie auch die fehlende Darstellung von Nebenspezies wie OH^* dar.

Tabelle 7-21: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ ED-Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzeln}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,40	15 %
9 mm	0,41	0,41	0,41		
18 mm	0,30	0,31	0,31		

7.4.2 Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Flamelet-Generated-Manifold-Modell

Zusätzlich zur Simulation mit dem ED-Modell ist eine weitere unter der Anwendung des FGM-Modells durchgeführt worden. Um eine Lösung mittels des Flamelet-Ansatzes zu ermöglichen, wurde hierbei ebenso das verkürzte Netzgitter „Mesh B 3 Mio.“ verwendet. Aufgrund der Eigenschaften des FGM-Modells ist jedoch die 16 mm Variante gewählt worden, da dieses nicht wie das ED-Modell sofort reagiert und ein Verbrennungsprozess erst nach einer gewissen Verzögerung eintritt. Dabei wurde als Flammenkonfiguration eine teilweise vorgemischte Flamme gewählt, aber durch die festgelegten Parameter und Einstellungen eine reine Vormischflamme simuliert. Als Reaktionsmechanismus wurde GRI-Mech 3.0 verwendet. Weiters sind Veränderungen bei dem Ansatz zur Berechnung der turbulenten Flammengeschwindigkeit durchgeführt worden, um so die Position der Verbrennung zu beeinflussen.

Die Solvereinrichtungen, mit denen ein konvergentes Resultat erzielt wurde, sind in Tabelle 7-22 dargestellt. Auch hier wurden die Diskretisierungsverfahren im Laufe der Simulation nicht geändert. Bei den Unterrelaxationsfaktoren ist besonders bei der Energie, der Temperatur sowie der Fortschrittsvariable anfänglich ein geringerer Wert verwendet worden, um so das Konvergenzverhalten zu steigern. Als Eingangsbedingung wurde auch hier das Geschwindigkeitsfeld der konvergenten Lösung von „Mesh B 19 Mio.“ mittels Realizable $k - \epsilon$ -Modell, jedoch hierbei in einer Höhe von 16 mm unter der Brennkammer, verwendet. Zusätzlich sind auch wie zuvor die Geschwindigkeitswerte der Lösung von „Mesh B 3 Mio.“ mit Realizable $k - \epsilon$ -Modell zur Initialisierung verwendet worden.

Durch die Verwendung des FGM-Modells war in dieser Simulation eine Auswertung der gebildeten Nebenspezies möglich. Dadurch konnte hierbei eine Validierung des freigesetzten OH^* während des Verbrennungsprozesses mit den experimentell ermittelten Daten durchgeführt werden.

Für die Berücksichtigung der Wärmestrahlung wurde ebenfalls das DO-Modell verwendet. Zusätzlich sind auch hier die Brennkammerwände wie in der Simulation ED3 mit atmosphärischem Druck definiert worden.

Tabelle 7-22: Solvereinrichtung „Mesh B 3 Mio.“ FGM-Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable $k - \epsilon$, Enhanced Wall T.
Verbrennungsmodell	Flamelet-Generated-Manifold (p.p.c.)
Strahlungsmodell	DO
Fluid	Luft/Methan, inkompress. Idealgas

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Second-Order Upwind
turbulente kinetische Energie	Second-Order Upwind
spezifische Dissipationsrate	Second-Order Upwind
Energie	Second-Order Upwind
Discrete-Ordinates	First-Order Upwind
Fortschrittsvariable	Second-Order Upwind
Mischungsbruch Mittelwert	Second-Order Upwind
Mischungsbruch Varianz	Second-Order Upwind
Fortschrittsvariable Varianz	Second-Order Upwind

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,6
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,35
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9
Energie	0,99
Temperatur	0,99
Discrete-Ordinates	1
Fortschrittsvariable	0.95
Mischungsbruch Mittelwert	1
Mischungsbruch Varianz	0.95
Fortschrittsvariable Varianz	0.95

Die ermittelten Geschwindigkeitsfelder der konvergenten Lösung von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit mit deren Maximalwerten von 5,5 m/s sowie 3,5 m/s sind in Abbildung 7-19 und Abbildung 7-20 dargestellt. Die Höchstwerte sind somit geringfügig different zu jenen der Simulation mit dem ED-Modell. Dabei ist die absolute Geschwindigkeit identisch, während hingegen die tangentielle Geschwindigkeit um 0,5 m/s vermindert ist.

Für den Maximalwert der Temperatur wurde in dieser Simulation ein Wert von 1725 °C erreicht (siehe Abbildung 7-21). Damit ist dieser im Vergleich zum ED-Modell um 75 °C erhöht.

Die dazugehörige OH*-Freisetzung zum Temperaturprofil ist in Abbildung 7-22 dargestellt.

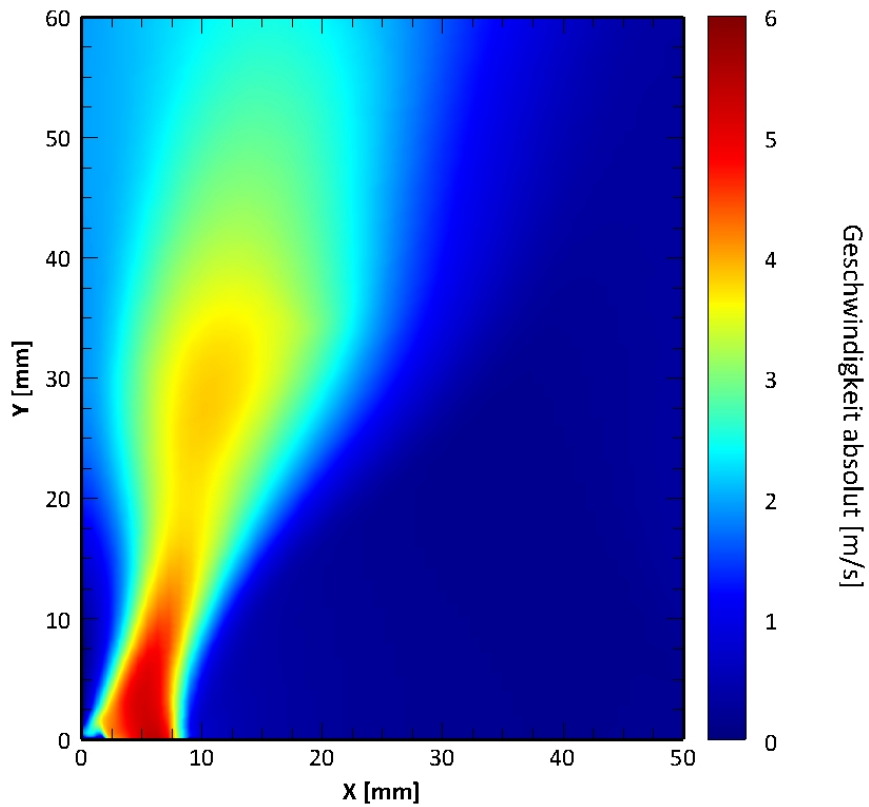


Abbildung 7-19: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (FGM)

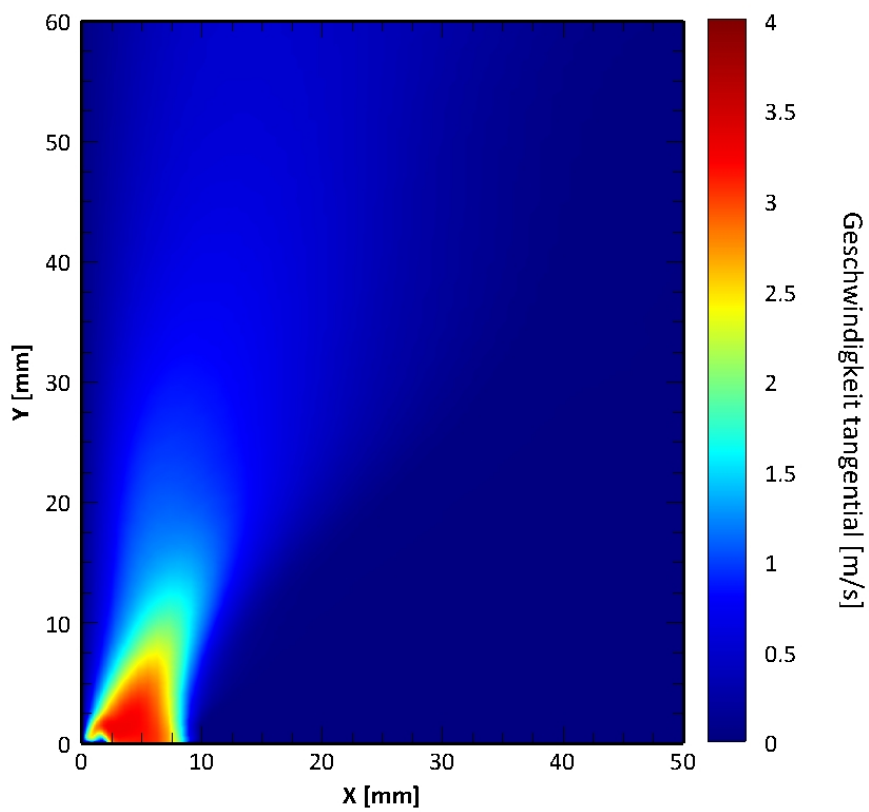


Abbildung 7-20: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (FGM)

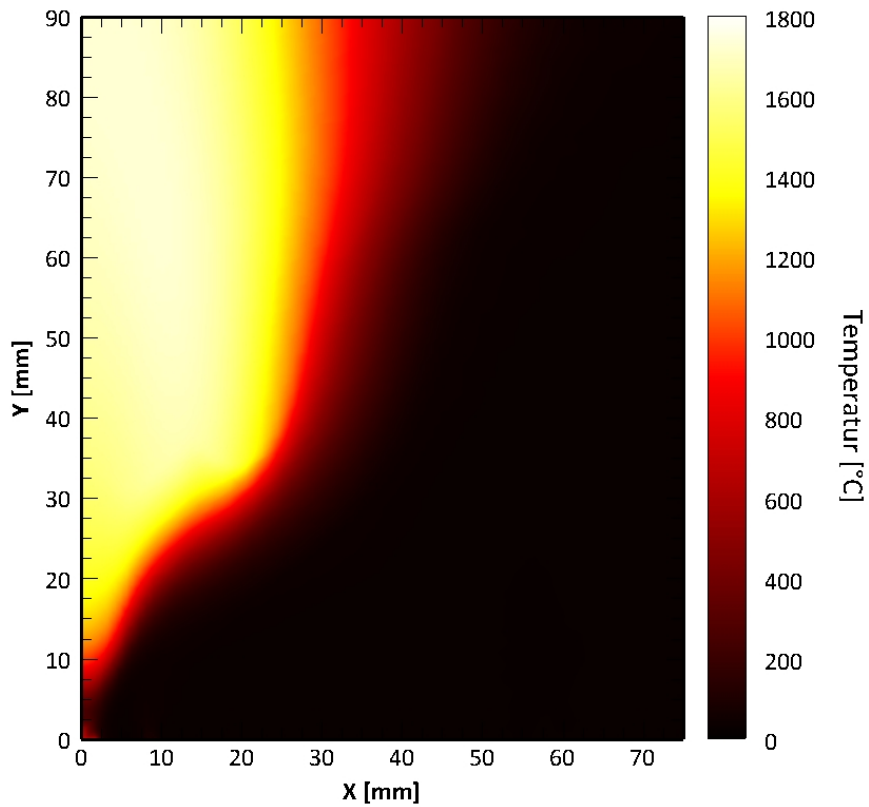


Abbildung 7-21: „Mesh B 3 Mio.“ Temperaturprofil (FGM)

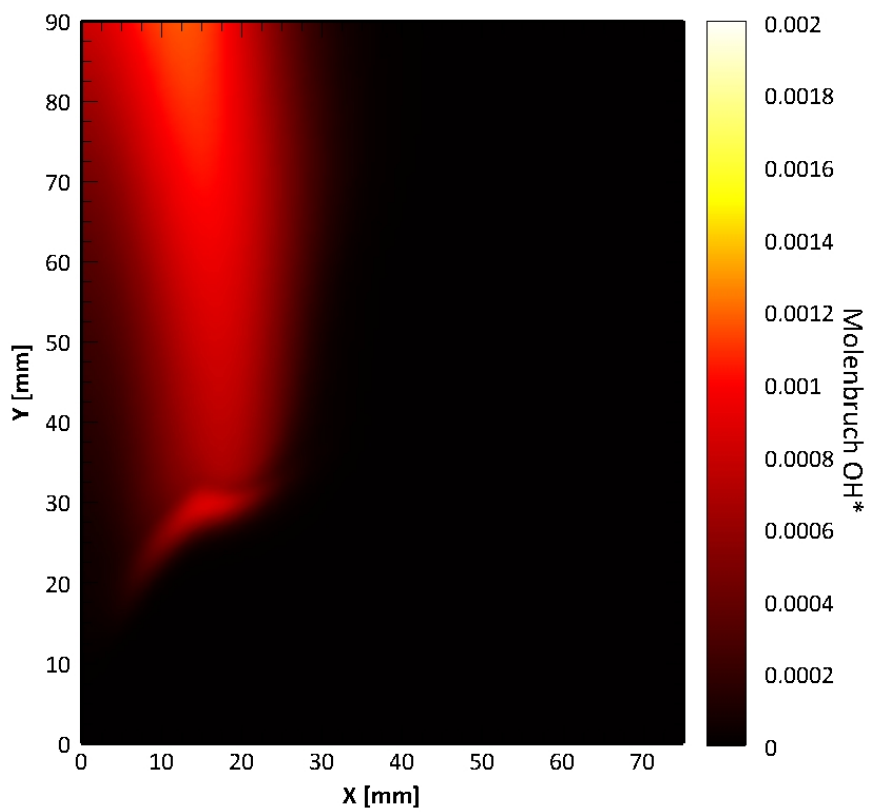


Abbildung 7-22: „Mesh B 3 Mio.“ OH*-Freisetzung (FGM)

Ein Abgleich der ermittelten Daten mit den durchgeführten Messungen zeigt eine gute Näherung zu diesen: So sind hierbei die Ergebnisse der absoluten sowie der tangentialen Geschwindigkeit jeweils um einen Wert von 0,5 m/s zu jenen aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 abweichend. Wie auch in der Simulation zuvor kann hier eine Schrägstellung der Profile nach außen aufgrund der Beeinflussung der Flamme festgestellt werden, was somit identisch zu den durchgeführten Messungen ist.

Trotz der geringeren Maximalwerte zu den Versuchen im Vergleich zum ED-Modell zeigen sich gute Näherungen hinsichtlich der Geschwindigkeitsprofile. Dabei weist das Geschwindigkeitsfeld der Absolutgeschwindigkeit eine nahezu exakte Form zu den Versuchen auf, da dieses ebenfalls eine Verschmälerung durch die drallinduzierte Strahlöffnung im unteren Bereich und eine anschließende Verbreiterung durch die Gasexpansion infolge des Verbrennungsprozesses in den jeweiligen identischen Positionen der Messungen aufzeigt. Geringe Unterschiede zeigt das Absolutgeschwindigkeitsfeld in einem Bereich von 20 mm bis 60 mm: So ist dabei die Geschwindigkeitszunahme durch den Verbrennungsprozess leicht vermindert. Das Profil der tangentialen Geschwindigkeit wird, wie bereits durch die vorherige Simulation mit dem ED-Modell bekannt, nur gering durch den Verbrennungsprozess beeinflusst und stellt eine mittelmäßige Näherung dar, da das Profil zwar eine ähnliche Ausrichtung zu den Messungen aufzeigt, jedoch die Werte besonders in erhöhter axialer Position etwas reduziert sind.

Ein Vergleich des hierbei ermittelten Temperaturprofils mit Abbildung 6-3 zeigt auch in dieser Simulation – trotz der nicht-adiabaten Randbedingung – erhöhte Werte zu den experimentellen Versuchen. Weiters ist auch ein um 75 °C erhöhter Wert zum ED-Modell ersichtlich, was vermutlich auf die unterschiedliche Berechnungsstruktur des FGM-Modells zurückzuführen ist.

So werden in diesem Modell eine Fortschrittsvariable und deren Varianz verwendet, um einen Zündvorgang nicht bei sofortigem Kontakt zu realisieren, sondern erst bei Auftreten einer gewissen Konzentration von Brennstoff-Oxidator-Gemisch und Umgebungsgas. Weiters kann durch diese Variablen auch die Flammenposition beeinflusst werden. Somit stellen diese eine wichtige Möglichkeit zur Adaption des Resultates dar. Die Ermittlung der Varianz wurde hierbei mittels einer zusätzlichen Transportgleichung gelöst, was somit möglicherweise aufgrund der Sensitivität dieser zu einer Abweichung der Temperatur und infolgedessen der Temperaturerhöhung führen kann. Eine alternative Möglichkeit würde darin bestehen, die Varianz der Fortschrittsvariable mit dem algebraischen Ansatz zu lösen (SHARCNET, 2016).

Dazu ist zusätzlich eine Simulation des FGM-Modells unter Verwendung des algebraischen Ansatzes zur Ermittlung der Varianz derzeit im Gange. Hierbei zeigt sich bereits eine deutliche Reduzierung der Temperatur. Diese liegt unter jenem Höchstwert des ED-Modells, was somit die zuvor aufgestellte Begründung weiter unterstreicht und bekräftigt.

Die allgemeine Temperaturerhöhung kann hier ebenfalls höchstwahrscheinlich auf den Sachverhalt, dass ein stärkerer Nachverbrennungsprozess aufgrund der zusätzlich vorhandenen Menge an Sauerstoff aus der Kühlluft sowie der guten Durchmischung dieser mit dem Brennstoff-Oxidator-Gemisch stattfindet, zurückgeführt werden. Eine genaue Betrachtung des Profils zeigt eine akzeptable Näherung, denn es werden hierbei ebenfalls erhöhte Werte an der Mittelachse des Methanbrenners in einer Position von 10 mm festgestellt. Jedoch befinden sich die Hauptreaktionszone und somit auch die maximale Temperatur im Vergleich zum ED-Modell in erhöhter axialer Position. Zusammenfassend lässt sich damit jedenfalls festhalten, dass dieses Temperaturprofil eine akzeptable Näherung darstellt.

Weiteres wichtiges ersichtliches Merkmal stellt der Umstand dar, dass die Zunahme der Absolutgeschwindigkeit in einer Position von 30 mm nicht mit dem Temperaturprofil übereinstimmt. So müsste in diesem Bereich ebenfalls die höchste Temperatur vorhanden sein. Diese ist jedoch in erhöhter axialer Position vorzufinden. Das kann höchstwahrscheinlich

einerseits auf den verwendeten Löser dem Pressure-Based Solver zurückgeführt werden, da bei diesem zuerst die Impulsgleichungen sowie die Druckkorrekturgleichung gelöst werden und anschließend die Energiegleichung, welche auch den Wert der Temperatur kalkuliert. Somit kann eventuell die Lage des Temperaturfelds vom Geschwindigkeitsfeld abweichen. Andererseits können eventuell auch die verwendeten Diskretisierungsverfahren zu den unterschiedlichen Positionen in den Profilen führen.

Zum Vergleich des OH*-Radikals muss hierbei vorerst erwähnt werden, dass jenes Profil der Messungen, nicht die OH*-Freisetzung, sondern das Leuchten dieser, aufgrund der UV-Chemilumineszenz darstellt. Dadurch zeigt dieses die Position der maximalen Wärmefreisetzung, während hingegen das Profil in Abbildung 7-22 dieser Simulation die Produktion dieses Radikals während der Reaktionen veranschaulicht und dadurch die räumliche Konzentration abbildet. Somit können zum Vergleich dieser beiden lediglich die Position und nicht die Form des jeweiligen Profils herangezogen werden.

Das dargestellte OH*-Profil in Abbildung 7-22 zeigt hierbei eine gute Näherung – dabei ist wiederum die Höhe und damit auch die Position der maximalen Wärmefreisetzung leicht different zu jenen der Experimente (siehe Abbildung 6-4). Da diese vom Temperaturprofil abhängig ist, kann die Freisetzung ebenfalls wie die Höchsttemperatur in erhöhter Position betrachtet werden, was auch hier mit dem verwendeten Solver und den Diskretisierungsverfahren in Verbindung gebracht werden kann. Weiters zeigt sich die OH*-Freisetzung über einen größeren Bereich, was höchstwahrscheinlich auch in den Messungen bei Verwendung einer differenten Messtechnik ersichtlich wäre.

Auch in den kalkulierten Werten der Drallzahl (siehe Tabelle 7-23) spiegelt sich der Einfluss der Verbrennung wider, so weisen diese annähernd gleiche Werte wie jene aus der Simulation ED3 auf. Da auch beim FGM-Modell nahe des Brenneraustrittes leicht erhöhte Temperaturwerte vorliegen, wird vermutlich auch hierbei die Drallzahl in erhöhter Position stark gemindert. Dies wird zusätzlich durch die allgemein reduzierten Geschwindigkeitswerte möglicherweise verstärkt. Dadurch kann in dieser Simulation dieselbe Konklusion wie zuvor gezogen werden.

Auch in dieser Verbrennungssimulation erfolgte ebenfalls eine nahezu komplette Umwandlung sämtlichen Methans (99,66 %) durch den Verbrennungsprozess.

Durch die hierbei ermittelten Geschwindigkeitsprofile, deren Maximalwerte sowie auch das kalkulierte Temperatur- und OH*-Profil zeigt sich, dass dieses Modell eine gute Näherung darstellt und somit für den vorliegenden Fall des drallstabilisierten Methanbrenners gut anwendbar ist.

Tabelle 7-23: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ FGM-Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,50	0,50	0,39	17 %
9 mm	0,41	0,41	0,41		
18 mm	0,27	0,27	0,27		

7.4.3 Simulation von „Mesh B 3 Mio.“ Steady-Laminar-Flamelet-Modell

Für die dritte Verbrennungssimulation ist ebenfalls ein Flamelet-Modell, das sogenannte SLF-Modell, verwendet worden. Da dieses ähnlich wie das ED-Modell auf der Annahme endlich schneller Chemie basiert, konnte das konvergente Ergebnis der Simulation ED1 herangezogen werden. So ist dabei die stabile Lösung des ED-Modells mit dem SLF-Verbrennungsmodell weiter simuliert worden. Dadurch wurde in dieser Simulation dasselbe Netzgitter „Mesh B 3 Mio.“ mit 1 mm Abstand und auch den exakt gleichen Anfangsbedingungen verwendet. Als Konfiguration der Verbrennung ist eine teilweise vorgemischte Flamme gewählt worden, jedoch die Parameter und Einstellungen ebenfalls so angenommen, dass eine vollständige Vormischflamme simuliert wurde. Wie auch in der Simulation zuvor ist hier der GRI-Mech 3.0 Reaktionsmechanismus verwendet worden.

Die finalen Solvareinstellungen finden sich in Tabelle 7-24. Die einzelnen Diskretisierungsverfahren sind wie in den anderen Verbrennungssimulationen zuvor nicht adaptiert worden. Auch eine Anpassung der Unterrelaxationsfaktoren hat nur geringfügig stattgefunden.

Durch Verwendung des Flamelet-Ansatzes ist in dieser Simulation ebenfalls eine vollständige Auswertung der Nebenspezies möglich.

Zur Modellierung der Wärmestrahlung wurde hierbei wie auch in den anderen Verbrennungssimulationen das DO-Modell mit der Annahme, dass die Brennkammerwände mit atmosphärischem Druck berücksichtigt werden, verwendet.

Tabelle 7-24: Solvareinstellung „Mesh B 3 Mio.“ SLF-Modell

Allgemein	
Solver	Pressure-Based
Zeit	Stationär
Turbulenzmodell	Realizable k - ε, Enhanced Wall T.
Verbrennungsmodell	Steady-Diffusion-Flamelet (p.p.c.)
Strahlungsmodell	DO
Fluid	Luft/Methan, inkompress. Idealgas

Druck-Geschwindigkeitskopplung	
Schema	SIMPLE

Räumliche Diskretisierung	
Gradienten	Least Squares Cell-Based
Druck	PRESTO!
Impuls	Second-Order Upwind
turbulente kinetische Energie	Second-Order Upwind
spezifische Dissipationsrate	Second-Order Upwind
Energie	Second-Order Upwind
Discrete-Ordinates	First-Order Upwind
Fortschrittsvariable	Second-Order Upwind
Mischungsbruch Mittelwert	Second-Order Upwind
Mischungsbruch Varianz	Second-Order Upwind

Unterrelaxationsfaktoren	
Druck	0,6
Dichte	0,8
Volumenkräfte	0,8
Impuls	0,3
turbulente kinetische Energie	0,8
spezifische Dissipationsrate	0,8
turbulente Viskosität	0,9
Energie	0,95
Temperatur	0,95
Discrete-Ordinates	1
Fortschrittsvariable	0.9
Mischungsbruch Mittelwert	1
Mischungsbruch Varianz	0.9

Durch Verwendung der konvergenten Lösung des ED-Modells ist hierbei auch ohne Komplikationen schnell eine stabile Lösung realisiert worden. Dabei ist ein Maximalwert der Absolutgeschwindigkeit von 5,5 m/s ermittelt worden, die aus dem Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 7-23 entnommen werden kann. Die Tangentialgeschwindigkeit weist einen Höchstwert von 4,5 m/s in Abbildung 7-24 auf. Ein Vergleich zu den vorherigen Verbrennungssimulationen zeigt hierbei einen exakt gleichen Wert der Absolutgeschwindigkeit und einem um 0,5 m/s (ED3) bzw. 1 m/s (FGM) erhöhten Wert der Tangentialgeschwindigkeit.

Eine maximale Temperatur ist hierbei mit 1650 °C kalkuliert worden. Das dazugehörige Profil ist in Abbildung 7-25 dargestellt. Eine Gegenüberstellung der Temperatur zeigt, dass der hier ermittelte Wert identisch mit jenem aus der Simulation mittels ED-Modell ist und somit unter dem Temperaturhöchstwert des FGM-Modells liegt.

Abbildung 7-26 zeigt die OH*-Freisetzung während des Verbrennungsvorganges in dieser Simulation. Dabei ist ersichtlich, dass dieses Profil unterschiedlich zu jenem des FGM-Modells ist: Zwar ist die Form annähernd ident, jedoch die OH*-Konzentration different.

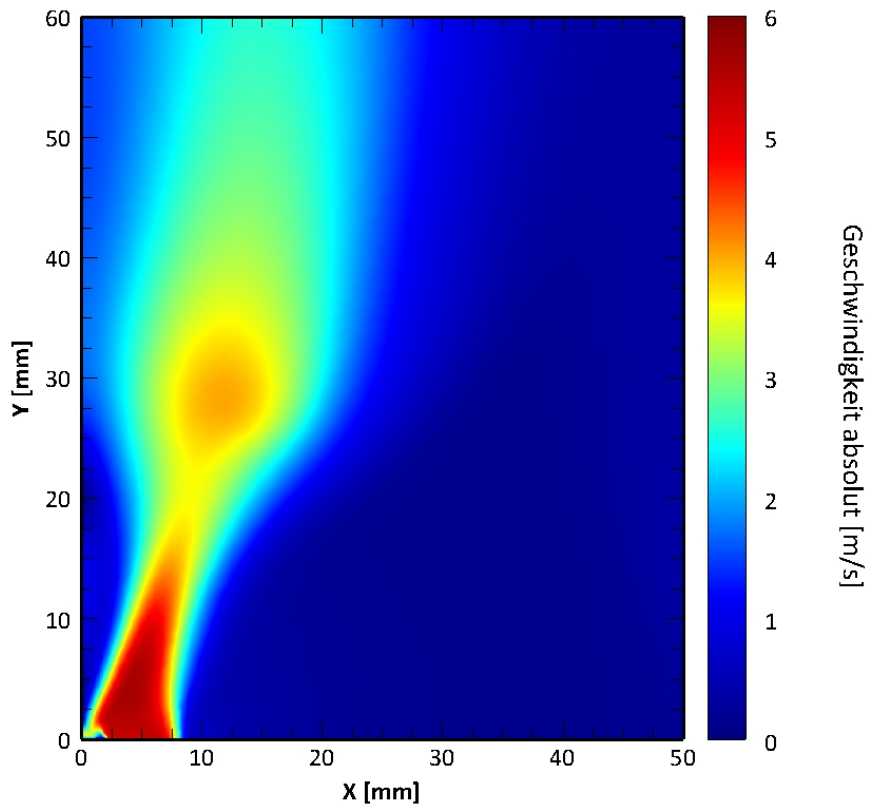


Abbildung 7-23: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (SLF)

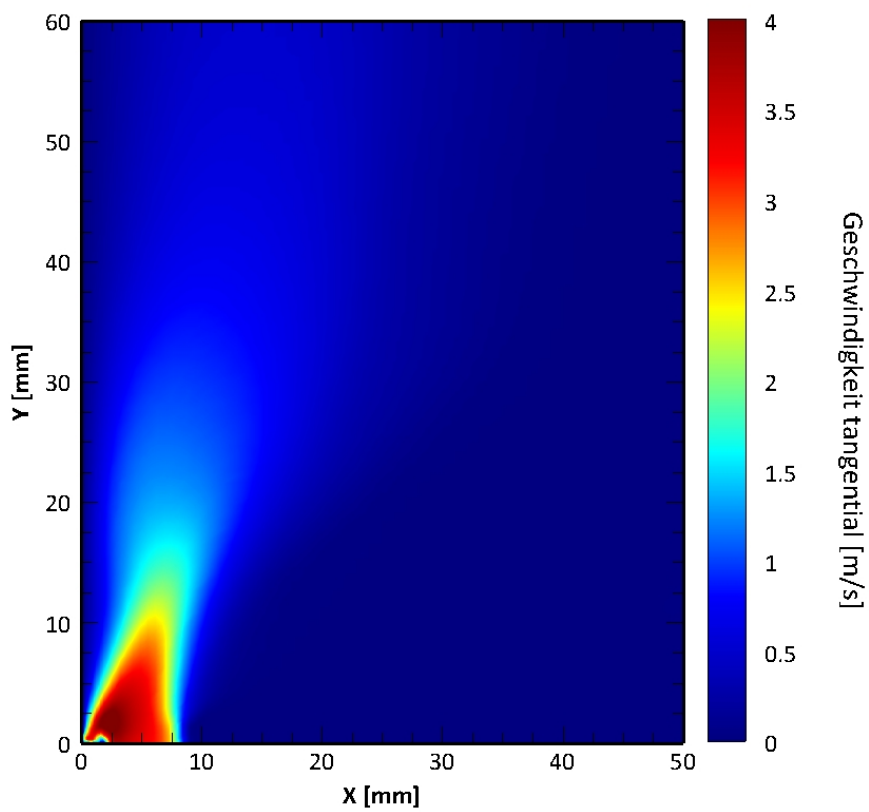


Abbildung 7-24: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit tangential (SLF)

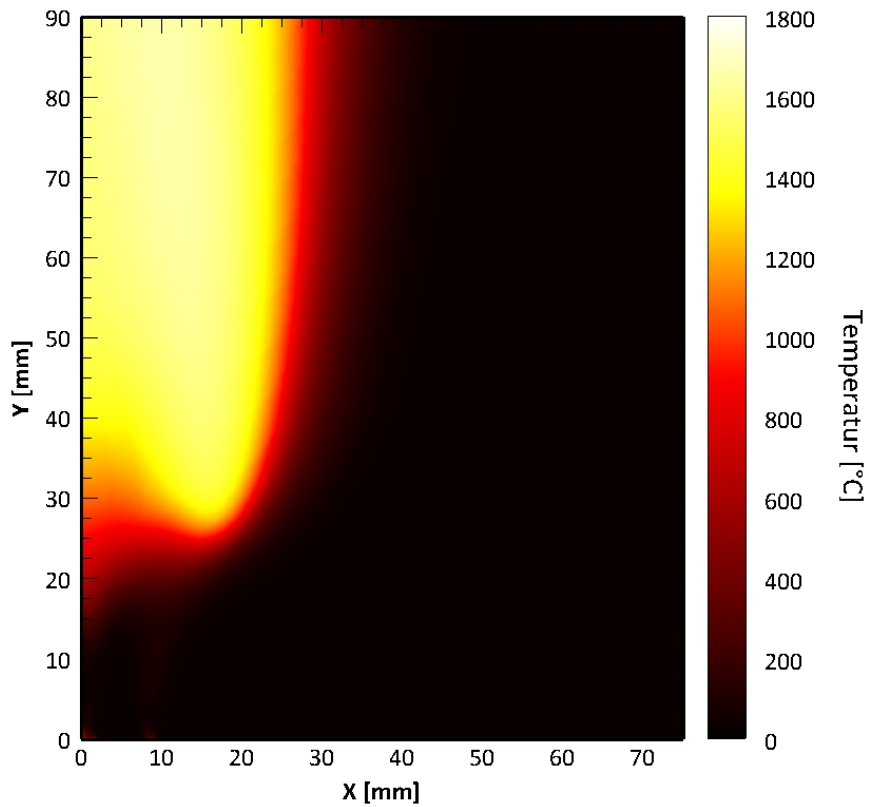


Abbildung 7-25: „Mesh B 3 Mio.“ Temperaturprofil (SLF)

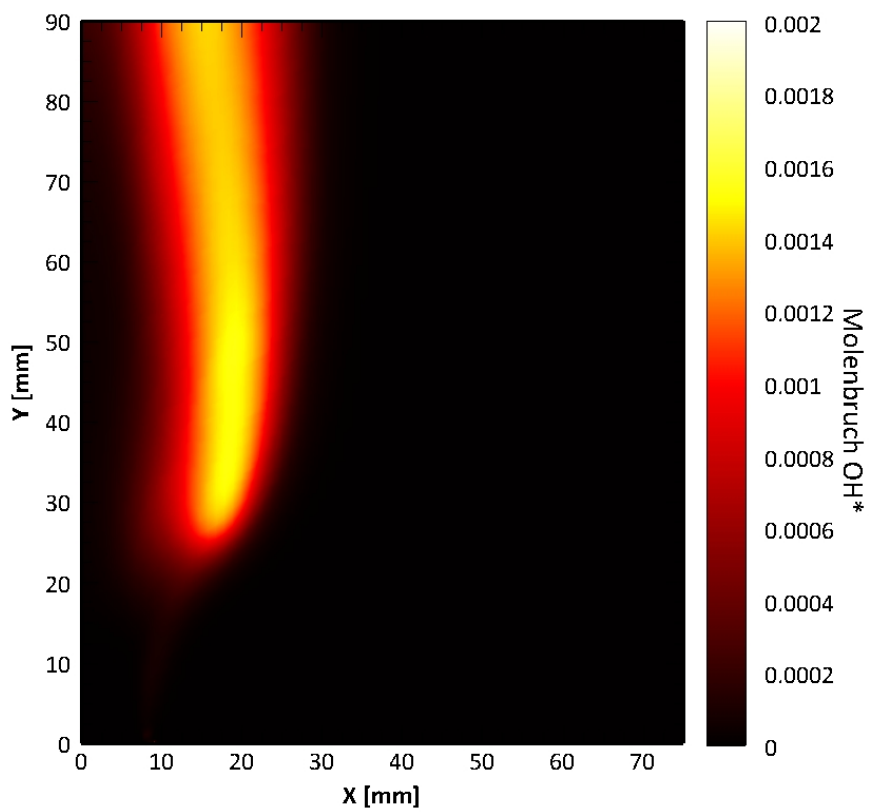


Abbildung 7-26: „Mesh B 3 Mio.“ OH*-Freisetzung (SLF)

Durch Gegenüberstellung dieser Ergebnisse mit den experimentellen Versuchen aus Abbildung 6-1 und Abbildung 6-2 zeigt sich ein 0,5 m/s verringerter Maximalwert der Absolutgeschwindigkeit sowie ein um 0,5 m/s erhöhter Wert der Tangentialgeschwindigkeit. Wie in den Geschwindigkeitsprofilen ersichtlich besitzen diese ebenso eine Neigung gegengleich zur Mittelachse, was wie schon zuvor auf die Beeinflussung der Verbrennung zurückgeführt werden kann.

Das Profil der Absolutgeschwindigkeit weist auch hier eine sehr gute Ähnlichkeit zu jenem aus den Messungen auf und ist nahezu identisch. Lediglich in einer axialen Position von 40 mm zeigen sich Veränderungen gegenüber den Versuchen. So ist in dieser Simulation die Geschwindigkeit in einem Bereich von 40 mm bis 60 mm etwas geringer als jene der Messungen. Die Tangentialgeschwindigkeit weist hierbei den größten Zahlenwert der zuvor durchgeführten Simulationen auf. Jedoch zeigt auch dieses Profil leicht verminderte Werte in einem Bereich von 20 mm bis 60 mm auf. Grundsätzlich kann aber gesagt werden, dass auch dieses eine ebenso gute Näherung darstellt.

Die Temperatur sowie dessen Feld weisen ebenfalls erhöhte Werte zu den durchgeführten Untersuchungen in Abbildung 6-3 auf. Die Temperaturerhöhung erfolgt wie auch in den Simulationen zuvor vermutlich durch den Umstand eines stärkeren Nachverbrennungsprozesses infolge der guten Durchmischung des unverbrannten Methans mit dem Sauerstoff, der zusätzlich durch die Kühlluft in der Brennkammer eingebracht wird. Weiters ist mit 1650 °C ein identischer Wert wie in der Simulation mit dem ED-Modell ermittelt worden, was auf dasselbe Berechnungsmodell mit endlich schneller Chemie zurückgeführt werden kann, wodurch möglicherweise eine zusätzliche Temperaturerhöhung stattfindet. Unterschied zum ED-Modell stellt ebenfalls die Einführung der Fortschrittsvariable dar, welche den Verbrennungsprozess kontrollierter ablaufen lässt und zur Bestimmung der Flammenposition dient (ANSYS Inc., 2009). Die Varianz derselben wird in diesem Modell dagegen nicht verwendet bzw. berücksichtigt. Das Temperaturprofil an sich zeigt eine gute Näherung zu jenem der Versuche. So ist dabei die Form nahezu identisch und nur die Position des gesamten Profils sowie der Maximaltemperatur in axialer Richtung erhöht. Auch hier ist eine Abweichung zwischen der Position der maximalen Geschwindigkeitszunahme und der höchsten Temperatur zu beobachten. Dabei kann dieselbe Schlussfolgerung wie in der Simulation zuvor mit dem FGM-Modell getroffen werden – also, dass dies vermutlich durch den verwendeten Solver sowie die Diskretisierungsverfahren begründet ist.

Ein Vergleich des OH*-Radikals dieser Simulation mit jenen der experimentellen Untersuchungen aus Abbildung 6-4 zeigt eine gute Näherung zu diesen. Wie ersichtlich werden die ersten OH*-Radikale in einer Position von ungefähr 30 mm in axialer Richtung und 10 mm in radialer Richtung gebildet, was somit eine leicht erhöhte Position zu den Versuchen darstellt und wie bei der Temperatur höchstwahrscheinlich auf den Solver und die Diskretisierungsverfahren zurückgeführt werden kann. Auch zeigt sich hier wie beim FGM-Modell die OH*-Freisetzung über einen größeren Bereich, was ein aussagekräftiges Ergebnis darstellt. Auffällig ist hierbei die höhere Konzentration des OH*-Radikals zum FGM-Modell. Der Grund dafür liegt vermutlich in der unterschiedlichen Berechnung der Verbrennung der beiden Modelle, da das SLF-Modell keine Varianz der Fortschrittsvariable mitkalkuliert.

Allgemein können Unterschiede in dieser Simulation zu jener mit dem FGM-Modell möglicherweise auch auf die Tatsache der differentiellen Flamelet-Modellierung zurückgeführt werden. So wurden hierbei Diffusion-Flamelets verwendet, während hingegen beim FGM-Modell Vormisch-Flamelets zum Einsatz kamen.

Ansehnliche Ergebnisse liefert das SLF-Modell bei der Auswertung der Drallzahl. Die dabei kalkulierten Werte sind in Tabelle 7-25 dargestellt. So stellen die Drallzahlen am Brenneraustritt und in 9 mm Höhe fast exakt mit den experimentellen Ergebnissen überein.

Auch ist hier eine Abnahme der Werte gegeben, was ebenfalls ein aussagekräftiges Ergebnis im Vergleich zu den Messungen darstellt. Jedoch könnten wiederum Abweichungen durch die Wahl des Radius besonders in erhöhter Position vorhanden sein. Weiters ist ersichtlich, dass aufgrund der Verbrennung und deren Einfluss ebenfalls symmetrische Werte in x-Richtung sowie z-Richtung vorliegen. Mit einer Abweichung von 4 % handelt es hierbei um das beste Ergebnis aller durchgeführten Verbrennungssimulation. Dies kann höchstwahrscheinlich durch den Sachverhalt der nahezu identischen Geschwindigkeitsprofile verglichen mit den experimentellen Untersuchungen in Verbindung gebracht werden.

Die Analyse der Stoffströme zwischen Einlass und Auslass des Methanbrenners zeigt auch hierbei eine fast komplette Verbrennung des CH_4 , jedoch wurde in dieser Simulation der geringste Wert mit 98,65 % ermittelt.

Als Konklusion bleibt damit das Ergebnis, dass dieses Modell eine sehr gute Näherung zu den Versuchen darstellt, da hier die geringsten Abweichungen aller Verbrennungssimulationen zu den durchgeführten Messungen realisiert wurden. So repräsentieren die Geschwindigkeitswerte sowie Felder, Temperatur, OH^* -Freisetzung und Drallzahl ein sehr gutes Resultat.

Tabelle 7-25: Drallzahl „Mesh B 3 Mio.“ SLF-Modell

Position	S_x	S_z	S_{Einzel}	S_{Gesamt}	Abweichung
am Austritt	0,49	0,49	0,49	0,45	4 %
9 mm	0,44	0,44	0,44		
18 mm	0,40	0,41	0,41		

7.4.4 Reaktionsanalyse

Da durch den Flamelet-Ansatz sehr ansehnliche Resultate erzielt wurden, ist zusätzlich eine Reaktionsanalyse mit dem zukünftigen Ziel durchgeführt worden, gegebenenfalls den verwendeten Reaktionsmechanismus GRI-Mech 3.0 zu adaptieren. Dies würde wie die Modifikation der turbulenten Flammengeschwindigkeit ebenfalls eine Veränderung der Flammenposition sowie auch der Flammendicke bewirken. Weiters könnten auch die Wärmefreisetzungen der einzelnen ablaufenden Reaktionen dadurch angepasst werden.

Die Resultate der durchgeführten Reaktionsanalyse für ein in dieser Arbeit vorliegendes Äquivalenzverhältnis von 1,4 sind in Abbildung 7-27 dargestellt. Diese wurden mittels des Programms Ansys Chemkin kalkuliert und anschließend in Excel ausgewertet. Dabei ist ersichtlich, dass in dem Bereich der höchsten Temperatur die höchsten Konzentrationen von H_2O und CO auftreten. Dies lässt den Schluss zu, dass diese höchstwahrscheinlich einen wesentlichen Anteil zur Wärmefreisetzung beitragen. Weiters ist in einer Position von 2,8 cm ein Abbau dieser Produkte sowie des OH^* -Radikals zu beobachten. Durch diese Verminderung erfolgt eine zusätzliche Bildung von CO_2 . Weiteres Detail stellt auch hierbei der Sachverhalt dar, dass wie in den Simulationen sämtliches Methan umgewandelt wird.

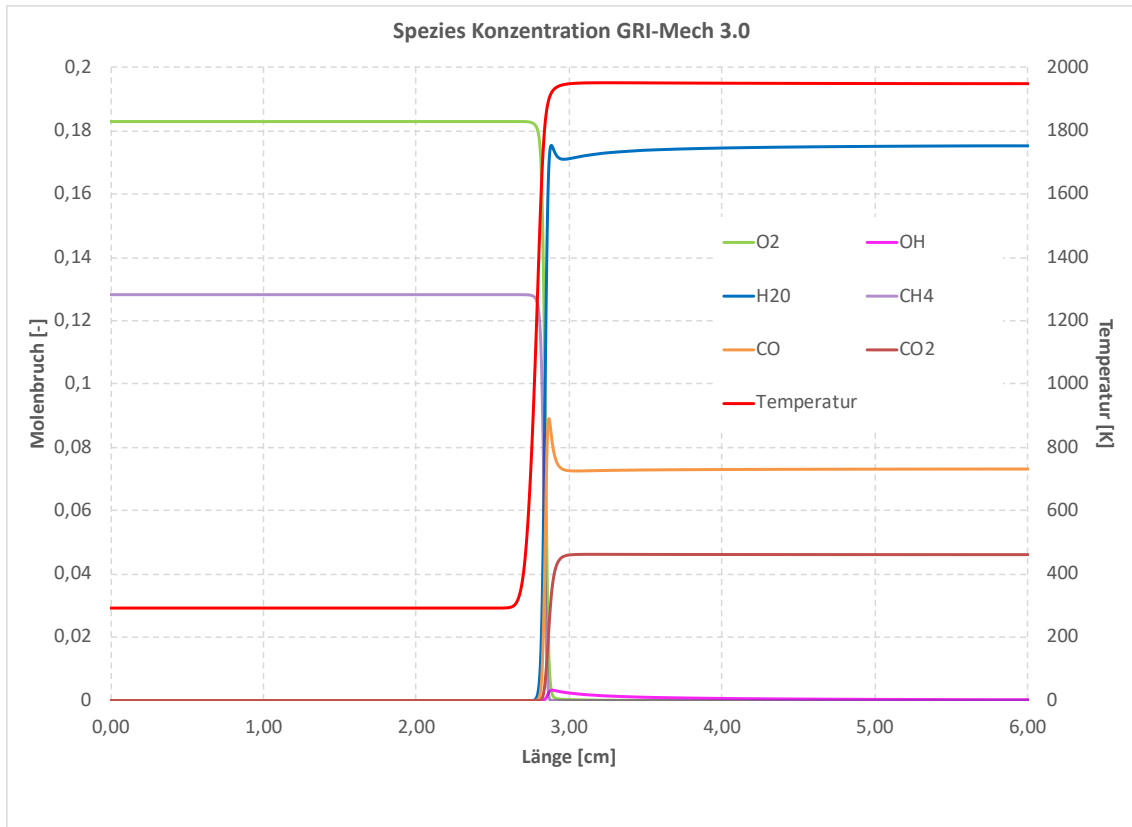


Abbildung 7-27: Reaktionsanalyse GRI-Mech 3.0

Der nächste Schritt darauf bildet eine genaue Sensitivitätsanalyse jener Produkte, die stark zur Temperaturerhöhung beitragen bzw. in hoher Konzentration gebildet werden und der darauffolgenden Anpassung des verwendeten Mechanismus hinsichtlich der Konstanten des Arrhenius-Ansatzes zur Ermittlung der Geschwindigkeitskonstante einer Reaktion. Jedoch wurde dies in dieser Arbeit aufgrund des notwendigen zeitlichen Rahmens nicht weiter ausgeführt und kann somit als eigenständiges zukünftiges Projekt betrachtet werden.

8 Zusammenfassung der Ergebnisse

Durch Betrachtung der durchgeführten Strömungssimulationen an den unterschiedlich erzeugten Netzgittern ergaben sich verschiedene Schlussfolgerungen. Angefangen mit den kalten Strömungssimulationen an „Mesh A 13 Mio.“ und „Mesh B19 Mio.“ unter Verwendung des Realizable $k - \epsilon$ -Modell ist zu beobachten, dass die Ergebnisse der Simulation „Mesh B 19 Mio.“ wesentlich bessere Näherungen an die experimentellen Messdaten hinsichtlich der Geschwindigkeitsprofile sowie den Maximalwerten der Geschwindigkeiten darstellten. Weiters zeigten auch die richtungsspezifischen Drallzahlen S_x und S_z im Gegensatz zu jenen der Simulation von „Mesh A 13 Mio.“ ein symmetrisches Verhalten. Der Grund hierfür liegt höchstwahrscheinlich im Aufbau der Brennkammer, da dabei besonders im Austrittsbereich der Strömung auf ein strukturiertes symmetrisches Netzgitter geachtet worden ist. Zusammenfassend zeigt sich damit, dass für den vorgegebenen drallstabilisierten Methanbrenner ein symmetrischer Aufbau des Netzgitters vorzuziehen ist.

Zur Überprüfung, ob eine Reduktion sowie eine Steigerung der Zellanzahl ebenso aussagekräftige Lösungen generiert, wurden Simulationen an den Netzgittern „Mesh B 13 Mio.“ sowie „Mesh B 24 Mio.“ durchgeführt. Die dabei resultierenden Ergebnisse sind in jeder Hinsicht identisch mit jenen aus der Simulation von „Mesh B 19 Mio.“. Es zeigten sich keine Unterschiede in den Geschwindigkeitsprofilen sowie in den Höchstwerten von Absolut- und Tangentialgeschwindigkeit. Auch die kalkulierten Drallzahlen weisen in allen drei Simulationen fast exakt gleiche Werte auf. Somit konnte dadurch eindeutig die Aussage getroffen werden, dass hierbei für den vorliegenden Fall ein Netzgitter mit 13 Millionen Zellen völlig ausreichend ist, um ansehnliche Ergebnisse zu realisieren.

Um aufzuzeigen, welches Turbulenzmodell zur Simulation des Methanbrenners die besten Resultate liefert, sind weiters Simulationen mit dem Transition SST-Modell und dem RSM an „Mesh B 13 Mio.“ durchgeführt worden. Dabei konnte beobachtet werden, dass beim Transition SST-Modell zwar die geforderten Maximalwerte annähernd erreicht wurden, jedoch die Geschwindigkeitsprofile zu hohe Werte in erhöhter axialer Position in einem Bereich von 15 mm bis 35 mm aufwiesen. Auch bei der durchgeführten Kalkulation der Drallzahlen zeigten sich ähnliche Gesamtwerte wie in den vorherigen Simulationen. Ein Unterschied konnte bei den richtungsspezifischen Drallzahlen bemerkt werden. So stellten diese ein unsymmetrisches Verhalten dar. Dies kann auf das gewählte Turbulenzmodell zurückzuführen werden, da hierbei ein symmetrisches Netzgitter verwendet wurde. Der Grund für das unsymmetrische Verhalten der Drallzahlen sowie die Abweichungen in den Geschwindigkeitsfeldern liegt vermutlich an der Tatsache, dass das Transition SST-Modell hauptsächlich für Strömungen im Transitionsbereich gedacht ist und im vorliegenden Fall eine völlig turbulente Strömung auftritt.

Bei der Simulation mittels RSM wurden identische Geschwindigkeitsmaximalwerte wie in den experimentellen Versuchen ermittelt, jedoch zeigte auch hier das Geschwindigkeitsprofil der Absolutgeschwindigkeit sowie das der Tangentialgeschwindigkeit erhöhte Werte in einer axialen Position von 15 mm bis 30 mm auf. Schlechte Ergebnisse lieferte das RSM hinsichtlich der Drallzahl – es traten dabei die größten Abweichungen zu den experimentellen Versuchen auf. Diese Differenzen können sich trotz der guten Anwendbarkeit des RSM auf drallbehaftete Strömungen auf den Umstand zurückführen lassen, dass RSM für stark verdrallte Strömungen gute Ergebnisse liefert, während es sich im vorliegenden Fall lediglich um eine moderat verdrallte Strömung handelt.

Durch den Vergleich der drei verwendeten Turbulenzmodelle an „Mesh B13 Mio.“ stellte sich eindeutig heraus, dass es sich beim Realizable $k - \epsilon$ -Modell um das vielversprechendste Modell zur Simulation des drallstabilisierten Methanbrenners und dessen Gegebenheiten handelt. Zwar konnten mit dem RSM bessere Ergebnisse als mit dem Transition SST-Modell erzielt werden,

jedoch zeigten die ermittelten Werte eine zu große Abweichung zu experimentellen Messungen auf.

In weiterer Folge wurde eine verkürzte Geometrie von „Mesh B 13 Mio.“ getestet. Das Ziel hierbei war eine Zellreduktion, um so die Rechenzeiten sowie die benötigten Rechenkapazitäten deutlich zu senken. Dabei wurde eine Simulation mit „Mesh B 3 Mio.“, bei welcher der Brenner in einer Höhe von 16 mm unter der Brennkammer abgetrennt wurde, mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulation stellten die besten Ergebnisse aller kalten Strömungssimulationen dar. So wurden hier fast identische Werte zu den Versuchen ermittelt – auch die Geschwindigkeitsprofile zeigen eine sehr gute Näherung auf. Die Werte der Drallzahl zeigen aufgrund der gewählten Eingangsbedingung eine kleine Unsymmetrie der richtungsspezifischen Werte, jedoch stellt der Gesamtwert der Drallzahl mit einer Abweichung von 4 % ein sehr gutes Ergebnis dar. Weiters bildet dieses Netzgitter einen enormen Vorteil hinsichtlich der benötigten Rechenzeiten sowie Rechenkapazitäten.

Allgemein lässt sich zu den Drallzahlen festhalten, dass diese in den numerischen Simulationen ein aussagekräftiges Ergebnis darstellen. So stimmen alle Werte bis auf jene des RSM in einer Position am Brenneraustritt sowie in 9 mm mit den experimentellen Versuchen nahezu überein. In 18 mm zeigen sich Differenzen, jedoch stellt dabei der ermittelte Wert der Messungen aufgrund der gewählten Annahmen kein vernünftiges Ergebnis, dar. Daraus lässt sich schließen, dass die Werte in den kalten Strömungssimulationen möglicherweise eine bessere Näherung zur tatsächlich auftretenden Drallzahl repräsentieren, auch wenn diese ebenfalls geringe Abweichungen enthalten.

Einen weiteren wichtigen Punkt stellen die Geschwindigkeitsprofile der Absolutgeschwindigkeit und der Tangentialgeschwindigkeit dar. Dabei war in allen Strömungssimulationen der kalten Strömung eine Ausrichtung dieser zur Mittelachse zu beobachten, was somit einen Unterschied zu durchgeführten Versuchen darstellt. Eine größere Abweichung war bei der Absolutgeschwindigkeit vorzufinden. Die tangentielle Geschwindigkeit hingegen zeigte nur eine minimale Abweichung. Ursache hierfür ist vermutlich der fehlende Verbrennungsprozess, da eine Flamme einen Einfluss auf Geschwindigkeitsfelder ausübt. So wird die eingehende Strömung an der Flammenfront beschleunigt und gebrochen, was somit eine Ablenkung der Strömung verursacht. Diese ist dabei vom Anströmwinkel sowie dem Dichteverhältnis von Edukten zu Produkten abhängig. Wie auch in den Simulationen ersichtlich, stimmen die Geschwindigkeitsprofile der Tangentialgeschwindigkeit annähernd mit dem Ergebnis der Versuche überein. Dadurch kann angenommen werden, dass diese nur geringfügig durch den Verbrennungsprozess beeinflusst werden.

Aufgrund der hervorragenden Ergebnisse, welche das „Mesh B 3 Mio.“ unter Verwendung des Realizable $k - \epsilon$ -Modells in den kalten Strömungssimulationen lieferte, wurden für die Verbrennungssimulationen ebenfalls diese Variante verwendet. Für die erste Simulation fiel die Wahl des Verbrennungsmodells auf das ED-Modell. Hierbei sind drei unterschiedliche Lösungen generiert worden, um so den Einfluss der Wärmestrahlung zu untersuchen. Für die erste Lösung wurde ein adiabater Fall ohne Wärmestrahlung angenommen. Nach Erreichen einer konvergenten Lösung kam zusätzlich das DO-Modell zum Einsatz, um so ein weiteres Ergebnis zu realisieren. Für den dritten Fall, welcher realistische Randbedingungen zu den durchgeführten experimentellen Untersuchungen aufzeigen sollte, wurden zusätzlich die Brennkammerwände exakt gleich wie der Auslass der Brennkammer mit einem atmosphärischen Druck definiert. Eine Gegenüberstellung dieser Ergebnisse zeigte kaum Unterschiede in den Geschwindigkeitsprofilen sowie deren Maximalwerten und der Temperaturen zwischen Variante 1 und Variante 2. Variante 3 wies hingegen zwar dieselben Geschwindigkeitshöchstwerte, jedoch einen verminderten Maximalwert der Temperatur, auf. Weiters war dabei auch eine bessere Näherung zu den Messungen in den

Geschwindigkeitsprofilen ersichtlich. Dies begründete die Entscheidung, sich in den weiteren Simulationen auf Variante 3 zu konzentrieren, da diese aufgrund der realistischen Randbedingungen die beste Näherung zu den experimentellen Versuchen darstellten. In dieser Simulation war sofort ersichtlich, dass die Geschwindigkeitsprofile nicht wie jene der kalten Strömung zur Mittelachse geneigt waren, sondern eine Ausrichtung gegengleich, durch Beeinflussung der Stromlinien aufgrund der Flamme aufzeigten. Die Profile der Geschwindigkeit stellten dabei lediglich eine akzeptable Näherung dar, da wegen des gewählten Verbrennungsmodells und dessen Annahme endlich schneller Chemie der Verbrennungsprozess bereits in einer axialen Position von 10 mm stattfand, wodurch eine zusätzliche Beeinflussung der Geschwindigkeitsfelder gegeben war. Die Maximalwerte der Geschwindigkeiten hingegen wiesen nahezu identische Werte zu den Messungen auf. Durch die verfrühte Verbrennung zeigte das Temperaturprofil eine unbefriedigende Näherung zu den experimentellen Versuchen. Hierbei war ein Maximalwert der Temperatur von 1650 °C ersichtlich, der eine Differenz von 500 °C zu den Messungen darstellt. Dies kann höchstwahrscheinlich auf die Umstände eines Nachverbrennungsprozesses durch eingebrachten Sauerstoff aus der Kühlluft und der guten Durchmischung dieser mit dem Brennstoffgemisch sowie auf die Modelleigenschaften, die ebenfalls eine Temperaturerhöhung verursachen können, zurückgeführt werden. Die Werte der Drallzahl stellen in den Positionen am Brenneraustritt sowie in 9 mm Höhe ähnliche Werte wie in den Simulationen der kalten Strömung mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell sowie den kalkulierten Werten aus experimentellen Versuche dar. Lediglich in erhöhter axialer Position zeigen sich aufgrund des vorzeitigen Verbrennungsprozesses aufgrund des ED-Modells Abweichungen. Diese Ergebnisse zeigen damit auf, dass dieses Verbrennungsmodell für die erste Näherung akzeptable Ergebnisse darstellt, jedoch aufgrund der Modelleigenschaften sowie der Tatsache, dass keine Nebenspezies dargestellt werden konnten, einen großen Nachteil mit sich bringt.

Um auch einen Flamelet-Ansatz zu verwenden, wurde anfänglich eine Simulation mit dem FGM-Modell durchgeführt. Dabei sind dieselben Randbedingungen wie bei Variante 3 des ED-Modells verwendet worden. Die Höchstwerte der Geschwindigkeiten zeigten in dieser Simulation jeweils einen um 0,5 m/s verminderten Wert. In den Profilen konnte ebenfalls wie beim ED-Modell eine Schrägstellung gegengleich zur Mittelachse festgestellt werden, was somit identisch zu den experimentellen Versuchen war. Das Profil der Absolutgeschwindigkeit zeigte dabei eine fast identische Form, jedoch mit leicht verminderten Werten zu den Messungen, auf. Bei der Tangentialgeschwindigkeit hingegen waren größere Abweichungen zu beobachten. Weiters wurde in dieser Simulation ein höherer Temperaturmaximalwert ermittelt. Dieser betrug 1725 °C und lag somit auch über jenem des ED-Modells. Die allgemeine Temperaturerhöhung kann vermutlich ebenfalls auf den vorliegenden Nachverbrennungsprozess zurückgeführt werden, während hingegen jene gegenüber dem ED-Modell möglicherweise in der unterschiedlichen Berechnungsgrundlage der beiden Modelle liegt. Dabei wird beim FGM-Modell zusätzlich eine Fortschrittsvariable und die Varianz dieser verwendet, welche den Zündvorgang beeinflussen. Diese Varianz, welche eine hohe Sensitivität aufweist, ist mittels einer Transportgleichung und nicht algebraisch kalkuliert worden. Somit konnte dies höchstwahrscheinlich zu einer Temperaturerhöhung führen. Eine weitere Simulation des FGM-Modells unter Verwendung des algebraischen Ansatzes zur Ermittlung der Varianz ist mittlerweile in Prozess. Dabei zeigt sich bereits eine deutliche Reduzierung der Maximaltemperatur. Diese liegt unter jenem Wert des ED-Modells, was somit die zuvor aufgestellte Argumentation weiter unterstreicht und bekräftigt. Das Temperaturprofil an sich zeigte ebenfalls bereits nahe dem Brenneraustritt eine Erhöhung der Temperatur, jedoch befand sich die Hauptreaktionszone im Gegensatz zum ED-Modell in erhöhter axialer Position. Weiters konnte in dieser Simulation eine Abweichung des Geschwindigkeitsprofils der Absolutgeschwindigkeit zum Temperaturprofil festgestellt werden. Diese kann vermutlich auf den Pressure-Based Solver zurückgeführt werden, da dieser die Impulsgleichungen sowie die

Geschwindigkeitsdruckkopplung zu Beginn löst und anschließend die Energiegleichung, die auch den Wert der Temperatur kalkuliert. Dadurch kann möglicherweise das Geschwindigkeitsprofil vom Temperaturprofil geringfügig abweichen und somit auch die erhöhte axiale Position begründet werden. Für das OH*-Profil konnte eine gute Näherung realisiert werden. Dabei zeigten sich geringe Unterschiede in der Position gegenüber den Versuchen. Auch hier liegt die Ursache höchstwahrscheinlich am verwendeten Solver und den Diskretisierungsverfahren. Die Werte der Drallzahl waren aufgrund der Verbrennung nahe dem Brenneraustritt sehr ähnlich zu jenen vom ED-Modell. Dadurch konnte hierbei dieselbe Schlussfolgerung getroffen werden. Resümee daraus war, dass dieses Modell eine gute Näherung aufzeigt und somit für den vorliegenden Fall des drallstabilisierten Methanbrenners gut anwendbar ist.

Bei der dritten Verbrennungssimulation wurde ebenfalls ein Flamelet-Ansatz, nämlich das sogenannte SLF-Modell, verwendet. Um realistische Randbedingungen zu schaffen, wurde auch hier das DO-Modell zur Strahlungsmodellierung herangezogen und zusätzlich die Brennkammerwände wie zuvor mit atmosphärischem Druck definiert. Die in dieser Simulation ermittelten Maximalwerte zeigten jeweils eine Abweichung von 0,5 m/s zu den experimentellen Versuchen. Jedoch waren die Geschwindigkeitsprofile nahezu identisch. Geringe Unterschiede konnten lediglich in erhöhter axialer Position sowohl für Absolut- als auch Tangentialgeschwindigkeit festgestellt werden. Der Maximalwert der Temperatur betrug wie in der Simulation mit dem ED-Modell 1650 °C. Da dieses Modell ebenfalls auf Basis endlich schneller Chemie aufbaut, konnte hierbei dieselbe Schlussfolgerung getroffen werden und die Temperaturerhöhung damit höchstwahrscheinlich auf den Nachverbrennungsprozess sowie das verwendete Modell zurückgeführt werden. Das Temperaturprofil war mit jenem der Untersuchungen fast ident, jedoch mit erhöhter axialer Position. Diese kann vermutlich auch mit auf dem verwendeten Pressure-Based Solver und den Diskretisierungsverfahren in Verbindung gebracht werden. Bei Betrachtung des OH*-Profil war ersichtlich, dass dieses ebenfalls eine gute Näherung darstellt, jedoch ist auch hier die Position ähnlich wie beim Temperaturprofil in axialer Richtung abweichend. In dieser Simulation wies die Drallzahl ein sehr gutes Ergebnis auf, so sind hierbei annähernd gleiche Werte wie in den kalten Strömungssimulationen ermittelt worden. Dieses Modell stellte somit sehr gute Ergebnisse hinsichtlich der Geschwindigkeiten, Temperatur und Drallzahl zu den experimentellen Versuchen dar.

Ein Vergleich aller Verbrennungssimulationen zeigt, dass in dieser Arbeit mit dem Flamelet-Ansatz Ergebnisse, die den experimentellen Daten sehr nahekommen erzielt worden sind. Dabei weist das SLF-Modell die geringsten Abweichungen hinsichtlich Geschwindigkeiten, Temperatur, OH*-Freisetzung und der Drallzahl auf. Damit bleibt als abschließendes Ergebnis dieser Arbeit, dass unter Verwendung des SLF-Modells eine sehr gute numerische Untersuchung zu den durchgeführten Experimenten realisiert wurde und somit der drallstabilisierten Methanbrenner erfolgreich repräsentiert werden konnte.

9 Ausblick

In dieser Arbeit sind durch die angenommenen Randbedingungen, im Vergleich zu den realen Versuchen und den zeitlichen Rahmen mehrere differente aufbauende Untersuchungen möglich. Dazu zählt einerseits der Umstand, dass keine genaue Auswertung der chemischen Reaktionsvorgänge erfolgte, andererseits auch die gewählte Randbedingung eines lediglich stationären Falls in den durchgeführten Simulationen.

9.1 Analyse der chemischen Vorgänge

Um die genauen chemischen Reaktionsmechanismen des drallstabilisierten Methanbrenners zu simulieren, wurde auch das EDC-Modell in dieser Arbeit verwendet. Dieses kalkuliert zusätzlich zu jedem Iterationsschritt die vollständigen chemischen Reaktionen, was zu einem enormen Anstieg der Rechenkapazität sowie der Rechenzeit führt. Anfänglich ist ein EDC-Modell mit den Varianten von „Mesh B 3 Mio.“ mit 16 mm, 8 mm und 1 mm versucht worden, jedoch divergierten diese häufig. Da auch beim EDC-Modell ein Zwischrittreaktionsmechanismus mit dem Zwischenschritt der CO-Bildung verwendet wurde, konnte mit der konvergenten Lösung des ED-Modells (ED1) weiterkalkuliert werden. Hierzu ist lediglich das Verbrennungsmodell in den Solvereinstellungen gewechselt worden. Dies führte somit zu einer Reduzierung der Rechenzeit.

Dabei wurden die allgemeinen Einstellungen sowie auch die Druck-Geschwindigkeitskopplung im Laufe der Simulation nicht verändert. Bei den Diskretisierungsverfahren ist für Impuls, turbulente kinetische Energie sowie die spezifische Dissipationsrate ebenfalls das Second-Order Upwind-Verfahren verwendet worden, was somit identisch zu den anderen durchgeführten Verbrennungssimulationen ist. Hingegen wurde eine häufige Adaption der Unterrelaxationsfaktoren durchgeführt, da auch diese Simulation überwiegend dazu tendierte, zu divergieren. Zusätzlich ist auch der Wert des Zeitanteils entsprechend angepasst worden.

Da bei diesem Modell die meisten Rechenkapazitäten aller Verbrennungssimulationen benötigt wurden, konnte im Rahmen dieser Masterarbeit keine konvergente Lösung erzielt werden. In Abbildung 9-1 und Abbildung 9-2 sind hierbei das Geschwindigkeitsprofil der Absolutgeschwindigkeit und das Temperaturprofil dargestellt. Wie ersichtlich zeigen diese aufgrund der fehlenden Konvergenz sehr differente Werte und Formen zu den experimentellen Versuchen aus Kapitel 6 auf.

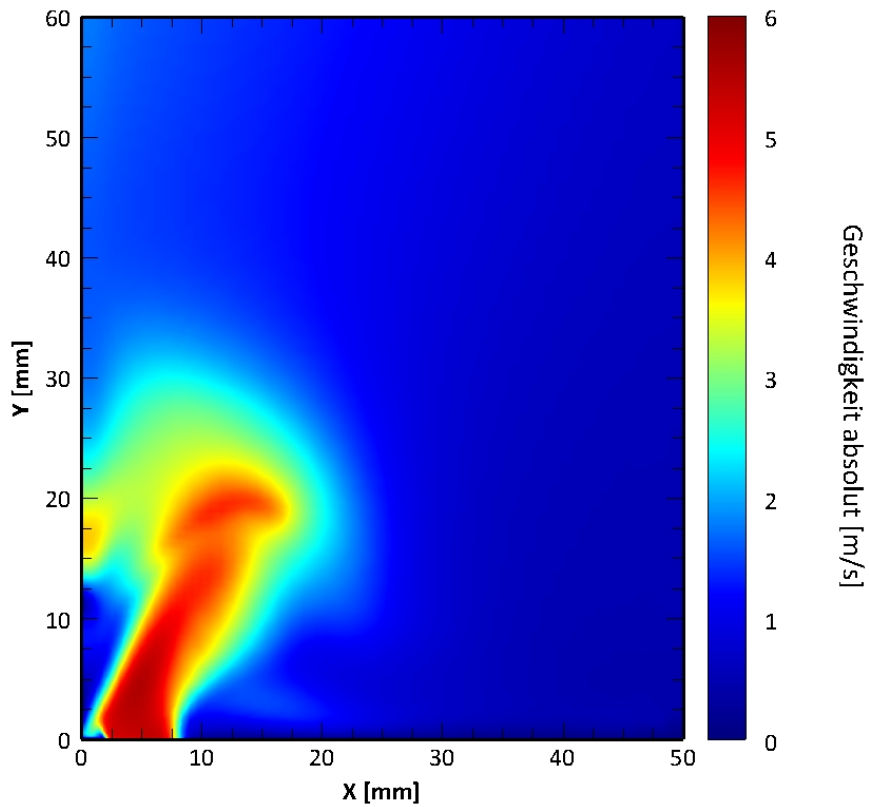


Abbildung 9-1: „Mesh B 3 Mio.“ Geschwindigkeit absolut (EDC)

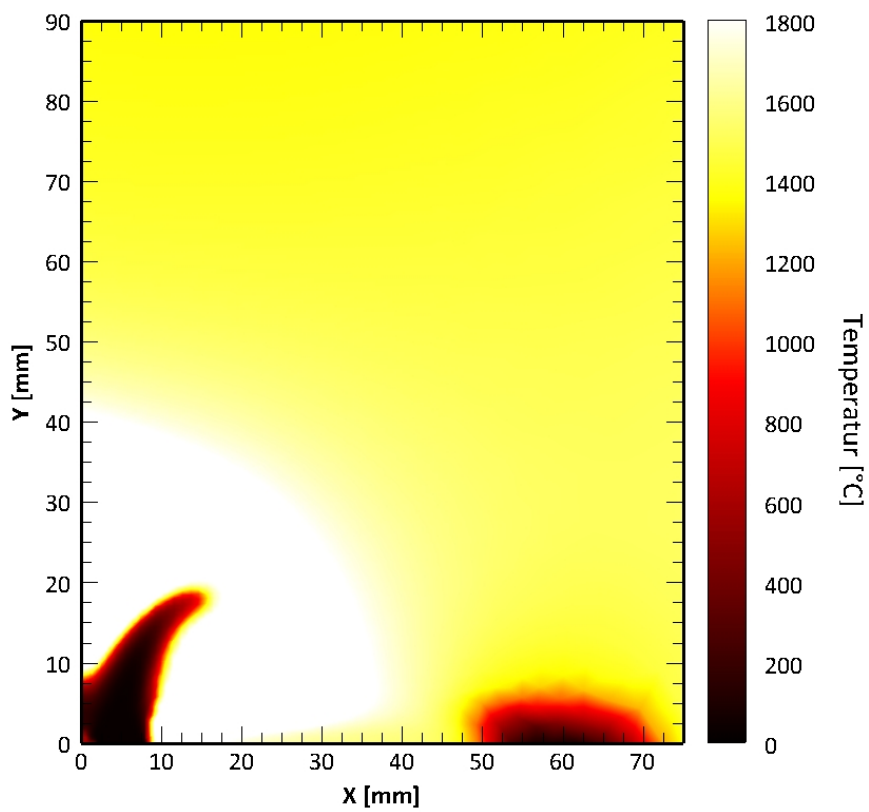


Abbildung 9-2: „Mesh B 3 Mio.“ Temperatur (EDC)

Der nächste bzw. aufbauende Schritt dabei wäre, eine konvergente Lösung des EDC-Modells zu realisieren, um eine anschließende Validierung der Messdaten durchführen zu können. Dazu können einerseits die entsprechenden Parameter für die Unterrelaxationsfaktoren sowie der Zeitanteil angepasst werden, um eventuell eine stabile Lösung mit dem Zweischrittreaktionsmechanismus zu generieren. Andererseits kann auch die Verwendung anderer Reaktionsmechanismen getestet werden, wie dem Vierschrittreaktionsmechanismus oder dem Skeletal25-Mechanismus, die zwar deutlich mehr Rechenzeit sowie Rechenkapazitäten aufgrund der Lösung zusätzlicher Gleichungen benötigen, jedoch möglicherweise ein stabileres und genaueres Verhalten aufzeigen könnten.

Weiters wurde beim Flamelet-Ansatz aufgrund der guten Annäherung zu den experimentellen Versuchen zusätzlich eine Reaktionsanalyse (Kapitel 7.4.4) mit dem weiterführenden Ziel, auch so die Position sowie die Dicke der Flamme zu beeinflussen, durchgeführt. Bei dieser Analyse wird aufgezeigt, welche der entstehenden Produkte wesentlich zur Temperaturerhöhung beitragen und in hoher Konzentration vorliegen. In dieser Arbeit erfolgte lediglich eine erste grobe Einschätzung des verwendeten GRI-Mech 3.0 Reaktionsmechanismus. Um dies genauer darzulegen, wäre eine exakte Sensitivitätsstudie der chemischen Reaktionen durchzuführen und aufbauend auf den Resultaten dieser der Mechanismus hinsichtlich der Konstanten des Arrhenius-Ansatzes zur Ermittlung der Geschwindigkeitskonstante einer Reaktion entsprechend anzupassen.

Darüber hinaus würde sich auch zusätzlich die Möglichkeit bieten, beim EDC-Modell ebenfalls eine Reaktionsanalyse inklusive Sensitivitätsstudie der Reaktionen durchzuführen, um die genauen Reaktionsvorgänge aufzuschlüsseln. Im Anschluss dieser Studie kann auch hier eine Adaption des Mechanismus erfolgen, um so möglicherweise verbesserte Ergebnisse zu erhalten. Dies ist im Artikel von Yin, Rosendahl und Kær näher ausgeführt (Yin, et al., 2011).

Für den verwendeten GRI-Mech 3.0- und den Skeletal25-Mechanismus wurde in der Arbeit von Prieler, Mayr, Viehböck, Demuth und Hochenauer ebenfalls eine solche Sensitivitätsanalyse für ein Methan-Luft Gasgemisch durchgeführt (Prieler, et al., 2017).

9.2 Verbrennungssimulation mit instationären Randbedingungen

Wie in Kapitel 8 erwähnt, konnten in die durchgeführten numerischen Simulationen sehr ansehnliche Ergebnisse zu den experimentellen Daten ermittelt werden. Aufgrund der Tatsache, dass in dieser Arbeit ausschließlich eine stationäre numerische Untersuchung erfolgte, beruht einer der nächsten Schritte auf einer instationären Simulation. Da in den durchgeführten experimentellen Messungen eine Oszillation im Massenstrom der Zuleitungen zu beobachten war, die durch Sirenen bewusst herbeigeführt wurde, kam es infolgedessen zu Wärmefreisetzungsschwankungen in der Flamme, die somit auch Fluktuationen im Temperatur- sowie Geschwindigkeitsfeld erzeugten.

Nächstes Ziel dabei wäre es, Simulationen durchzuführen, welche ebenfalls diese Schwankungen aufzeigen. Um eine vollständige Verbrennungssimulation mit instationären Randbedingungen zu simulieren, wurden dazu bereits im Laufe dieser Arbeit instationäre Fälle der kalten Strömung numerisch mit dem Realizable $k - \epsilon$ -Modell untersucht, um so Erfahrungen zu sammeln sowie auch die Grundlage einer Verbrennungssimulation zu bilden. Dazu wurde anstelle eines konstanten Massenstromes am Einlass des Brenners dieser durch eine Funktion, welche eine Sinusschwankung mit 212 Hz enthält, ersetzt. Zur Messung des akustischen Signals wurden verschieden Messpunkte in der xy -Ebene definiert, die ein Aufzeichnen der oszillierenden Schwankungen ermöglichten. Anschließend müssten diese ausgewertet und mit den Messdaten abgeglichen werden.

Weiters sind auch Simulationen mit einer konstanten Wärmequelle innerhalb der Brennkammer, um so eine Annäherung an einen Verbrennungsprozess zu schaffen, getätigt worden. Der nächste logische Folgeschritt wäre es, eine Simulation mit einer instationären Wärmequelle durchzuführen, welche ebenfalls aus einem konstanten und fluktuierenden Term besteht. Dabei würde wie auch zuvor eine Sinusfunktion mit 212 Hz die Grundlage bilden.

Anschließend darauf wäre eine vollständige Verbrennungssimulation mit exakter akustischer Messung der auftretenden Frequenzen infolge der Wärmefreisetzungsschwankungen durchzuführen. Zur Turbulenzmodellierung sollte dabei das LES-Verfahren angewandt werden, um so auch die kleinsten Strukturen aufzulösen. Damit würden höchstwahrscheinlich nahezu exakte gleiche Randbedingungen zu den experimentellen Versuchen erreicht werden.

10 Literaturverzeichnis

Überhuber, C., 2013. *Computer-Numerik 2*. Wien, Österreich: Springer-Verlag.

ANSYS Inc., 2009. *ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide*. [Online]

Available at: <http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/ug/node351.htm>
[Zugriff am 04 08 2018].

ANSYS Inc., 2009. *ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide*. [Online]

Available at: <http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node73.htm>
[Zugriff am 11 08 2018].

ANSYS Inc., 2009. *ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide*. [Online]

Available at: <http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node159.htm>
[Zugriff am 20 08 2018].

ANSYS Inc., 2009. *ANSYS FLUENT 12.0 User's Guide*. [Online]

Available at: <http://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node183.htm>
[Zugriff am 25 08 2018].

Bates, P. D., Lane, S. N. & Ferguson, R. I., 2005. *Computational Fluid Dynamics: Applications in Environmental Hydraulics*. West Sussex, UK: John Wiley & Sons.

Borm, O., 2013. *Verbrennung in Gasturbinen, Skriptum*. Graz, Österreich: Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, TU Graz.

Bredberg, J., 2000. *On the Wall Boundary Condition for Turbulence Models*. Göteborg, Schweden: Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology.

Brenn, G. & Meile, W., 2011. *Strömungslehre und Wärmeübertragung I, Skriptum*. Graz, Österreich: Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, TU Graz.

Candel, S. et al., 2014. Dynamics of Swirling Flames. *Annu. Rev. Fluid Mech*, pp. vol. 46, pp. 147-173.

Cinciripini, A., 2016. *An Investigation of Innovative Experimental and Numerical Techniques to detect the Boundary Layer Transition, Master Thesis*. Milano, Italy: Politecnico di Milano.

Eichseder, H., 2013. *Thermodynamik, Skriptum*. Graz, Österreich: Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Thermodynamik, TU Graz.

Engler-Bunte-Institut, T. V., 2018. *Engler-Bunte-Institut, Teilinstitut Verbrennungstechnik*. [Online]

Available at:
http://vbt.ebi.kit.edu/index.pl/Haupt_Menu_none/themen/turbvorm/flammentypen.html
[Zugriff am 19 05 2018].

Epple, B., Leithner, R., Linzer, W. & Walter, H., 2012. *Simulation von Kraftwerken und Feuerungen. 2*
Hrsg. Wien, Österreich: Springer-Verlag Wien.

- Farisco, F., 2012. *Numerical Validation of Flow Field and Heat Transfer in a Two-Pass Internal Cooling Channel using different Turbulence Models*, Master Thesis. DLR Cologne, Germany: s.n.
- Fluent Inc., 2003. *FLUENT 6.1 User's Guide Volume 2*. Lebanon, USA: Fluent Inc..
- Giuliani, F., 2016. *Gas Turbine Combustion, Skriptum*. Graz, Österreich: Combustion Bay One, www.cbone.at.
- Giuliani, F., Woisetschläger, J. & Leitgeb, T., 2012. *Design and Validation of a Burner with variable Geometry for extended Combustion Range*, Copenhagen, Denmark: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012.
- Hilgert, I. & Hilgert, J., 2012. *Mathematik - ein Reiseführer*. Paderborn, Deutschland: Springer-Verlag.
- Hochenauer, C., 2016. *Numerische Verfahren der Energietechnik, Skriptum*. Graz, Österreich: Institut für Wärmetechnik, TU Graz.
- Joos, F., 2006. *Technische Verbrennung*. Hamburg, Deutschland: Springer Verlag Berlin Heidelberg.
- Klenke, T. C., 2016. *Hybride numerische Simulation von Verbrennungslärm und thermoakustischen Instabilitäten in technischen Verbrennungssystemen, Dissertation*. Darmstadt, Deutschland: Fachbereich Maschinenbau, TU Darmstadt.
- Koupper, C., Lamouroux, J., Richard, S. & Staffelbach, G., 2018. *High Resolution Large Eddy Simulations to evaluate Turbulence Properties within a real Helicopter Engine Combustor*. Oslo, Norway: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018.
- Leitgeb, T., 2012. *On the Design and Validation of a Variable Geometry Burner Concept, Dissertation*. Graz, Austria: Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, TU Graz.
- Lieuwen, T. C., 2012. *Unsteady Combustor Physics*, Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press.
- Müller, H., Ferraro, F. & Pfitzner, M., 2013. *Implementation of a Steady Laminar Flamelet Model for non-premixed combustion in LES and RANS simulations*. Neubiberg, Germany: Thermodynamics Institute, Department of Aerospace Engineering, Bundeswehr University Munich.
- Mansouri, Z. & Boushaki, T., 2018. Experimental and numerical investigation of turbulent isothermal and reacting flows in a non-premixed swirl burner. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 72 (2018) 200–213, pp. 200-213.
- March, M., 2017. *Auslegung, Konstruktion und Validierung eines Versuchsbrenners mit drallstabilisierter Flamme und optisch transparenter Brennkammer, Masterarbeit*. Graz, Österreich: Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, TU Graz.
- Oertel jr., H., Böhle, M. & Reviol, T., 2011. *Strömungsmechanik*. 6 Hrsg. Karlsruhe, Deutschland: Vieweg+Teubner.

- Otto, F., 2009. *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung*. Wiesbaden, Deutschland: Springer-Verlag.
- Peterleithner, J., Basso, R., Heitmeir, F. & Woisetschläger, J., 2016. *Comparison of Flame Transfer Functions Acquired by Chemiluminescence and Density Fluctuation*, Seoul, South Korea: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: Turbine Technical Conference and Exposition GT2016.
- Peters, N., 2006. *Technische Verbrennung 1, Skriptum*. Aachen, Deutschland: Institut für Technische Mechanik, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.
- Prieler, R., 2016. *Numerical Modelling of Chemistry, Radiation and Transient Heating Characteristics in High Temperature Processes, Dissertation*. Graz, Österreich: Institut für Wärmetechnik, TU Graz.
- Prieler, R. et al., 2017. Sensitivity analysis of skeletal reaction mechanisms for use in CFD simulation of oxygen enhanced combustion systems. *Journal of the Energy Institute* 91 (2018), 10 February, pp. 369-388.
- Riesmeier, E., 2004. *Numerische Simulation der Verbrennungsprozesse in Gasturbinen und MILD-Brennkammern, Dissertation*. Göttingen, Deutschland: Fakultät Maschinenwesen, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.
- Sanz, W., 2016. *Informatics for Energy and Environment, Lecture: CFD Vorlesungsskriptum*. Graz, Österreich: Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, TU Graz.
- Schuppar, B., 2013. *Elementare Numerische Mathematik: Eine problemorientierte Einführung für Lehrer und Studierende*. Dortmund, Deutschland: Springer-Verlag.
- Schwarze, R., 2012. *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Freiberg, Deutschland: Springer-Verlag.
- SHARCNET, 2016. *SHARCNET*. [Online]
Available at: https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/17.0/en-us/help/flu_th/flu_th_sec_par_premix_theory.html
[Zugriff am 25 08 2018].
- SHARCNET, 2016. *SHARCNET*. [Online]
Available at: https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/17.0/en-us/help/flu_th/flu_th_sec_pp_fin_thick2.html
[Zugriff am 25 08 2018].
- Spurk, J. H., 2013. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. Darmstadt, Deutschland: Springer-Verlag.
- Steiner, H., 2011. *Höhere Strömungslehre und Wärmeübertragung, Skriptum*. Graz, Österreich: Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung, TU Graz.

- van Oijen, J. A. & de Goey, L. P. H., 2000. *Modelling of Premixed Laminar Flames using Flamelet-Generated Manifolds*. Eindhoven, Netherlands: Dept. of Mechanical Engineering, Eindhoven University of Technology.
- Yin, C., Rosendahl, L. A. & Kær, S. K., 2011. Chemistry and radiation in oxy-fuel combustion: A computational fluid dynamics modeling study. *Fuel* 90 (2011) , 31 March, p. 2519–2529.