

Simulative Optimierungsmethodik eines Erdgasmotors mittels einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze

Dissertation

Zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)**

von M.Sc. Vladyslav Sazonov
geb. am 01.07.1994 in Krywyj Rih

genehmigt durch die Fakultät für Maschinenbau
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Hermann Sebastian Rottengruber
Prof. Dr.-Ing. Bert Buchholz

Promotionskolloquium am 31.07.2025

Kurzfassung

Vor dem Hintergrund der Erreichung der Klimaziele und der dringenden Notwendigkeit, Treibhausgasemissionen zu reduzieren, werden im Großmotorenbereich zunehmend kohlenstoffarme bzw. kohlenstofffreie Kraftstoffe eingesetzt. Dazu gehören Erdgas und Ammoniak, die eine deutlich geringere Zündwilligkeit als konventionelle Marinekraftstoffe wie Diesel oder Schweröl aufweisen. Zur Erzielung der besseren Ergebnisse hinsichtlich eines hohen Wirkungsgrades und niedriger NO_x -Rohemissionen ist ein Magerbrennverfahren von Vorteil. Dies hat zur Folge, dass die Zündwilligkeit der Kraftstoff-Luft-Gemische bei den ohnehin zündunwilligen Kraftstoffen weiter abnimmt und eine konventionelle Hakenzündkerze nicht in der Lage ist, eine effiziente und vollständige Verbrennung solcher Gemische sicherzustellen. Zudem steigt das Risiko einer unvollständigen Verbrennung des Kraftstoffs, der im Falle von Erdgas je nach Betrachtungszeitraum ein 30- bis 87-fach höheres Treibhausgaspotenzial als Kohlendioxid aufweist.

Ein zuverlässiges und leistungsfähiges Zündverfahren gewinnt daher zunehmend an Bedeutung. Eine aktiv gespülte Vorkammerzündkerze ist eines der leistungsfähigsten Zündsysteme, bei dem die Gemischanreicherung und Zündung in einer Vorkammer erfolgen und anschließend turbulente Fackelstrahlen schnell in den Hauptbrennraum eindringen und dort eine beschleunigte Verbrennung auslösen.

Ziel dieser Dissertation ist die Entwicklung einer zeit- und ressourceneffizienten Methodik für die Auslegung und Optimierung einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze unter Nutzung der Synergie von numerischen und empirischen Methoden. Diese Optimierungsmethodik besteht aus aufeinanderfolgenden Auslegungs- und Validierungsschritten, wobei einerseits die Simulationskomplexität schrittweise erhöht wird und andererseits geeignete zeit- und ressourceneffiziente Validierungsmethoden eingesetzt werden.

Zunächst wird eine eindimensionale Auslegungsmethode zur Geometrieoptimierung und Randbedingungsermittlung entwickelt. Darauf aufbauend erfolgt eine industrietaugliche Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) Modellierung der Einzelprozesse wie Spülung und Gemischbildung in der Vorkammer mit anschließender Validierung und Optimierung mittels hochgenauer direkter numerischer Simulation. Dabei werden die Genauigkeit und der Rechenaufwand des entwickelten Modells optimiert. Abschließend wird auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse ein RANS-Einzylindermode mit aktiv gespülter Vorkammerzündkerze aufgebaut und anhand von Motorversuchen validiert.

Ein zentrales Ziel dieser Dissertation ist es, zeiteffiziente, genaue und stabile numerische Methodik für Optimierungsaufgaben der Vorkammerzündkerze zu finden und zu untersuchen. Dabei wird untersucht, wie sich die Simulationsgenauigkeit bei Variation der Motorbetriebsparameter verändert und wo noch Verbesserungspotential besteht.

Abstract

In response to climate change and the urgent need to reduce greenhouse gas emissions, the use of low- and zero-carbon fuels is increasing in the large engine sector. These include natural gas and ammonia, which are significantly less flammable than conventional marine fuels such as diesel or heavy fuel oil. In order to achieve better results in terms of high efficiency and low raw NO_x raw emissions, a lean combustion process is advantageous. As a result, the flammability of the fuel-air mixtures is further reduced for fuels that are already difficult to ignite, and a conventional spark plug cannot ensure efficient and complete combustion of such mixtures. There is also an increased risk of incomplete fuel combustion, which in the case of natural gas has a greenhouse gas potential 30 to 87 times higher than carbon dioxide, depending on the period under consideration.

Reliable and effective ignition, therefore, becomes increasingly important. An active scavenged pre-chamber spark plug is one of the most powerful ignition systems, where mixture enrichment and ignition take place in a pre-chamber and turbulent flame jets then rapidly penetrate into the main combustion chamber, triggering accelerated combustion.

This thesis aims to develop a time and resource-efficient optimization methodology for the development of actively scavenged pre-chamber spark plugs using the synergy of numerical and empirical methods. This optimization methodology consists of successive modeling and validation steps, where, on the one hand, the simulation complexity is progressively increased. On the other hand, appropriate time and resource-efficient validation methods are used.

The first step is to develop a one-dimensional design method for geometry optimization and boundary condition determination. Based on this, an industrially suitable Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) modeling of the individual processes such as scavenging and mixture formation in the pre-chamber is carried out with subsequent validation and optimization utilizing high-accuracy direct numerical simulation. The accuracy and computational complexity of the developed model are then optimized. Finally, a single-cylinder RANS model with an active scavenged pre-chamber spark plug is developed and validated by engine testing. A central objective of this thesis is to find and investigate time-efficient, accurate, and stable numerical methods for optimization of a pre-chamber spark plug. It is investigated how the simulation accuracy changes when engine operating parameters vary and where there is still potential for improvement.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	II
Abstract	III
Liste der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen.....	VI
Abkürzungen	VI
Formelzeichen	VII
Indizes.....	X
1 Einleitung und Zielsetzung.....	1
2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik	4
2.1 Motorischen Grundlagen.....	4
2.1.1 Verdichtungsverhältnis.....	4
2.1.2 Verbrennungsluftverhältnis	5
2.2 Vorkammerzündkerze Stand der Technik.....	7
2.2.1 Passiv gespülte Vorkammerzündkerze.....	10
2.2.2 Aktiv gespülte Vorkammerzündkerze.....	12
2.3 Numerische Grundlagen.....	16
2.3.1 Erhaltungsgleichungen	16
2.3.2 Diskretisierung und Interpolation.....	18
2.3.3 Zeitdiskretisierung.....	23
2.3.4 Turbulenzmodellierung	26
2.3.5 Reynolds-Averaged Navier-Stokes Modellierung (RANS).....	29
2.3.6 Wirbelviskositätsmodelle	32
2.3.7 Verbrennungsmodellierung	39
3 Methodik zur Vorauslegung des Vorkammereinblasesystems.....	53
3.1 Gestaltung des Vorkammereinblasesystems	53
3.2 1D-Modellbildung der aktiv gespülten Vorkammerzündkerze.....	56
3.2.1 Darstellung der Wasserhülse und Vorkammerzündkerze im 1D-Modell	56
3.2.2 Berechnung des maximalen Einblasezeitfensters für Vorkammersystem	57
3.2.3 Simulationsrandbedingungen	59
3.3 Simulationsergebnisse	59
3.3.1 Optimierung der Einblasesystem-Geometrie	59

3.3.2	Berechnung der notwendigen Einblasemasse	61
4	Aufbau und Validierung des RANS-Modells	64
4.1	Algorithmus der Validierung und Verifizierung des RANS-Modells	64
4.2	Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS	66
4.2.1	Simulation A Geschwindigkeitsverteilung in Vorkammer-Segmentmodell.....	66
4.2.2	Simulation B und C: Randbedingungen, Rechengitteraufbau, Modellwahl	68
4.2.3	Simulation B Spülvorgang während des Ansaugtaktes.....	71
4.2.4	Simulation C Gemischbildung während des Kompressionstaktes.....	75
4.3	Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder.....	78
4.3.1	Aufbau des Berechnungsmodells	78
4.3.2	Modellverifizierung.....	86
4.3.3	Modellvalidierung mit Versuchsergebnissen	91
5	Zusammenfassung und Ausblick.....	100
6	Literaturverzeichnis	103
Anhang		113

Liste der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

SOI _{VK}	Start of injection, Einblase- bzw. Einspritzungsbeginn in der Vorkammer
°KW	Grad Kurbelwinkel
ADS	Aufwind-Interpolationsschema, eng. Upwind Differencing
AGR	Abgasrückführung
CAD	Computer Aided Design
CDS	lineares Interpolationsschema, eng. Central Differencing Scheme
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Zahl, Courant-Friedrichs-Levy-Zahl
CFM	Coherent Flame Models, Flammenflächenmodelle
CPU	Central Processing Unit
CWT	Hybride Wandbehandlung; eng. compound wall treatment
DGL	Differenzialgleichung
DI	Direct Injection, Direkteinspritzung
DNS	Direct Numerical Simulation
ECFM	Extended Coherent Flame Model
ECFM-3Z	3 Zonen Extended Coherent Flame Model
EGR	Exhaust Gas Recirculation, Abgasrückführung
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Elementen-Methode
FV	Finite-Volumen
FVM	Finite-Volumen-Methode
G	Großer „Zündkerzenpfad“
GT	Software GT-ISE v2019 für 1D-Simulation
GWT	generalisierte Wandfunktion; eng. generalised wall function
HB	Hauptbrennraum
ITNFS	Intermittent Turbulence Net Flame Stretch
ItW	Integration bis zur Wand; eng integration up to the wall
K	Kleiner „Zündkerzenpfad“
KV	Kontrollvolumina
LES	Large-Eddy-Simulation
LOT	Ladungswechsel oberer Totpunkt
LSS	Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik
MINMOD	Minimum Modulus
QUICK	Quadratische Aufwind-Interpolation
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RSM	Reynolds-Spannungs-Modell

SF	Stretch Factor, Flammenausdehnungsfaktor, Streckungsfaktor
SMART	Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport
SOI	Start of injection, Einblase- bzw. Einspritzungsbeginn
SV	Schaltventil
TKE	turbulente kinetische Energie
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
VK	Vorkammer
Vol.	Volumen
WVM	Wirbelviskositätsmodell
ZK	Zündkerze
ZOT	Zünd-oberer Totpunkt
ZZP	Zündzeitpunkt

Formelzeichen

$\dot{q}_i$	Wärmestromdichte
$\bar{u}_j$	mittlere Strömungsgeschwindigkeitskomponente
$\overline{v^2}$	Geschwindigkeitsschwankungen normal zur Strömungslinie
C_t	Korrekturfunktion
Da_t	Damköhler-Zahl
$Ka_{t,RZ}$	Karlowitz-Zahl für Reaktionszonen
Ka_t	Karlowitz-Zahl
K_{eff}	korrigierte effektive Flammenausdehnung
K_l	laminare Flammenausdehnung
K_t	mittlere turbulente Flammenausdehnung
L_{St}	Stöchiometrischer Luftbedarf
L_s	Stöchiometrischer Luftbedarf
Re_t	turbulente Reynolds-Zahl
S_Σ	Wachstum der Flammenfrontfläche durch drei Prozesse
S_{LAM}	Beitrag der laminaren Flammenausbreitung zur Erzeugung der Flammenfrontdichte
S_a	Reduktion der Flammenfrontfläche durch Kraftstoffverbrennung
S_g	Entstehung der Flammenfrontfläche durch turbulente Ausdehnung
S_l	Laminare Flammengeschwindigkeit
S_t	Turbulente Flammengeschwindigkeit
V_h	Hubvolumen
V_c	Verdichtungsolumen
V_{max}	Maximales Volumen
V_{min}	Minimales Volumen

$\dot{m}$	Massenstrom
$\bar{n}$	Normaleneinheitsvektor
u_i	Geschwindigkeit in i -Richtung
x_i	Raumkoordinate in i -Richtung
$y_{fu,fr}$	Massenkonzentration des Kraftstoffs im unverbrannten Gas
α_{SF}	Stretch Factor, Flammenausdehnungsfaktor
δ_{RZ}	Dicke der Reaktionszone
δ_{ij}	Kronecker-Delta
δ_l	laminare Flammenfrontdicke
δ_t	turbulente Flammenfrontdicke
θ_{VK}	Fackelbohrungsquerschnitt-Vorkammervolumenverhältnis
λ_{th}	Wärmeleitfähigkeit
μ_t	Turbulente Viskosität
ν_{XX}	Kinematische Wirbelviskosität
ν_t	Turbulente kinematische Viskosität
$\rho_{fu,fr}$	partiale Kraftstoffdichte im unverbrannten Gas
σ_Σ	turbulente Schmidt-Zahl
τ_{chem}	chemische Zeitskala
τ_{ij}	Spannungstensor für kompressible newtonsche Fluide
τ_l	Zeitskala der laminaren Flamme
τ_{mix}	Vermischungsrate
τ_η	Kolmogorov-Zeitskala, Kolmogorov-Zeit
ω_L	Funktion der laminaren Verbrennungsgeschwindigkeit und der partialen Kraftstoffdichte im unverbrannten Gas
Σ	Flammenfrontdichte
h	Enthalpie
$\mathcal{L}$	lokale Änderung der TKE
N	Anzahl von Flächenelementen einer Zelle, Zellenzahl
C	Entstehung und Verkleinerung der Flammenfrontfläche durch Krümmung
K	mittlere Flammenausdehnung
L, L_t	turbulente Makrolängenskala, turbulentes Makrolängenmaß, integrale Längenskala (eng. integral length scale)
P	Flammenausbreitung basierend auf der laminaren Flammengeschwindigkeit
Re	Reynolds-Zahl
S	Spannung der Flamme durch alle Turbulenzstrukturen
T	Temperatur
T	Turbulente Zeitskala

V	Volumen
c	Verbrennungsfortschrittsvariable
f	elliptische Relaxation
l	Charakteristische Länge
m	Masse
n	Motordrehzahl
p	Druck, statischer Druck
t	Zeit
u	Geschwindigkeit in x-Richtung
u'	Turbulenzintensität
v	Geschwindigkeit in y-Richtung
w	Geschwindigkeit in z-Richtung
$\mathcal{C}$	konvektiver Transport
$\mathcal{D}$	diffusiver Transport der TKE
$\mathcal{G}$	Übergang der Energie der mittleren Strömung in die Turbulenz durch das Körpergewicht
$\mathcal{P}$	Produktionsterm der TKE
Ψ	Interpolationsfaktor
ε	Verdichtungsverhältnis
ε	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie
ζ	Verhältnis der Geschwindigkeitsskalen, skalare Maß der Anisotropie
η	Kolmogorov-Länge
λ	Verbrennungsluftverhältnis, Kraftstoff-Luft-Gemisch, Luftverhältnis
μ	dynamische Viskosität
ν	Kinematische Viskosität
ρ	Dichte
σ	spezifische Flammenfrontdichte
σ	spezifische Flammenfrontdichte
φ	Gradientbegrenzer
ψ	Mischfaktor
ω	Spezifische Dissipation der turbulenten kinetischen Energie
ϕ	variable Feldgröße, Skalar

Indizes

E	East, Ost
e	East, Ost
i, j, k	Tensor Notation
N	North, Nord
n	North, Nord
S	South, Süd
s	South, Süd
W	West, Westen
w	West, Westen

1 Einleitung und Zielsetzung

Zur Bekämpfung des Klimawandels müssen die Treibhausgasemissionen drastisch reduziert werden, und im Großmotorenbereich werden zunehmend Kraftstoffe mit geringerem Kohlenstoffgehalt wie Erdgas [1] oder komplett kohlenstofffreie Kraftstoffe wie Wasserstoff [2] oder Ammoniak [3, 4] eingesetzt. Kraftstoffe wie Erdgas und Ammoniak haben eine deutlich geringere Zündwilligkeit und Energiedichte [5] als herkömmliche Kraftstoffe wie Diesel oder Schweröl, was die Anforderungen an die Zündsysteme erhöht.

Um den Wirkungsgrad der Motoren zu steigern und die Emissionen zu optimieren, werden diese Kraftstoffe bevorzugt in einem Magerbrennverfahren [6] umgesetzt. Darüber hinaus werden gasförmige Kraftstoffe wie Erdgas und Ammoniak bevorzugt verflüssigt, um eine möglichst hohe volumetrische Energiedichte zu erreichen. Insbesondere auf Schiffen wird aus diesem Grund, aber auch aus Gewichts- und Kostengründen des Gesamtsystems, die kryogene Speicherung des Kraftstoffs bevorzugt, was für Flüssigerdgas eine Temperatur von unter -162°C bedeutet. Dies führt bei der Verwendung von ohnehin zündunwilligen Kraftstoffen zu einer Verringerung der Zündwilligkeit und zu einer unvollständigen Verbrennung der mageren Kraftstoff-Luft-Gemische. Dazu kommt, dass Erdgas und Ammoniak eine niedrigere laminare Flammgeschwindigkeit [6] haben. Daraus ergibt sich eine zunehmende Bedeutung für die Entwicklung von Zündverfahren, die eine stärkere und stabilere Zündung ermöglichen.

Zukünftig ist mit einer weiteren Verschärfung der Grenzwerte für NO_x -Emissionen von Großgasmotoren zu rechnen. Durch eine Abmagerung des Kraftstoff-Luft-Gemisches und die damit verbundene Absenkung der Verbrennungstemperaturen können die Stickoxidemissionen wirksam reduziert werden. Darüber hinaus kann durch eine starke Reduzierung der NO_x -Emissionen auf den Einsatz eines Katalysators verzichtet werden [7]. Im mageren homogenen Erdgasbetrieb kommt es insbesondere im Quetschspalt häufig zu einer unvollständigen Verbrennung, da sich die Flamme nicht schnell genug ausbreitet und schließlich erlischt. Diese überstöchiometrische Verbrennung führt zur Bildung von Kohlenwasserstoffemissionen [6]. Bei den Kohlenwasserstoffemissionen aus dem Erdgasbetrieb handelt es sich hauptsächlich um Methan, dessen Treibhauspotenzial über einen Zeitraum von 100 Jahren das 30-fache der CO_2 -Emissionen beträgt [8]. Dadurch werden die Anforderungen an eine stabile und vollständige Verbrennung des Gemisches nochmals deutlich erhöht.

Um den Spagat zwischen den Vorteilen einer überstöchiometrischen Verbrennung der zündunwilligen Gase und einer vollständigen und damit treibhausgasarmen Verbrennung zu schaffen, müssen die Zündsysteme leistungsfähiger werden. Herkömmliche Zündsysteme, wie z.B. eine Hakenzündkerze, sind nicht in der Lage, eine schnelle, vollständige und effizientere magere Verbrennung zu ermöglichen. Leistungsstärkere Zündmethoden wie eine passiv oder aktiv gespülte Vorkammerzündkerzen werden bereits vereinzelt eingesetzt, sind aber noch nicht weit verbreitet.

Bei einer Vorkammerzündkerze handelt es sich um eine vom Hauptbrennraum abgetrennte Kammer, in der die Zündung erfolgt und die Flamme anschließend aufgrund des Druckunterschiedes rapide in den Hauptbrennraum übergeht. Bei der aktiv gespülten Vorkammerzündkerze wird durch ein zusätzliches Einblas- oder Einspritzsystem eine Gemischanreicherung in der Vorkammer gewährleistet, die eine Verbrennung deutlich magerer Gemische ermöglichen kann. Eine Vorkammerzündkerze ist in der Lage, nicht nur die Zündenergie, sondern auch die Turbulenz der Zündflamme signifikant zu erhöhen und ähnelt damit der Diesel-Pilotzündung. Während die Diesel-Pilotzündung auf eine Erhöhung des Wärmeeintrags durch Erhöhung der Kraftstoffmenge setzt, stehen bei einer aktiven Vorkammerzündkerze neben dem kraftstoffseitigen Wärmeeintrag eine starke lokale Turbulenzerhöhung und schnellere Flammenausbreitung im Vordergrund. Das Potenzial einer gespülten Vorkammerzündkerze ist bei weitem noch nicht ausgeschöpft.

Die Industrie ist weiterhin bestrebt, eine numerische Methode zu finden, mit der eine Vorkammerzündkerze schnell, kostengünstig und ohne großen Kalibrierungsaufwand für beliebige Brennräume optimiert werden kann. Dies betrifft unter anderem sogenannte Retrofit-Motoren, die ursprünglich für andere Brennverfahren ausgelegt wurden und bei denen die Vorkammer ohne großen Versuchsaufwand an unterschiedliche Motorformen angepasst werden kann. Eine aktiv gespülte Vorkammerzündkerze verfügt im Vergleich zu einer passiv gespülten Vorkammerzündkerze über eine Einblasvorrichtung und kann so eine bessere Spülung und lokale Gemischanreicherung realisieren. Dadurch wird eine deutlich höhere und großflächigere Energiefreisetzung erreicht. Um das volle Potenzial einer solchen Vorkammer auszuschöpfen und gleichzeitig die Baugröße kompakt zu halten, müssen die Spül-, Gemischbildungs- und Verbrennungsvorgänge optimal und möglichst effizient gestaltet werden. Eine solche Optimierung der Vorkammer kann am schnellsten durch eine Synergie numerischer Methoden erreicht werden.

Die derzeitige Auslegung solcher Vorkammern ist mit einem umfangreichen und kostenintensiven experimentellen Parameterstudien verbunden. Aufgrund der Komplexität der Vorgänge sind einige Prozesse analytisch schwer beschreibbar oder nach heutigem Stand zu rechenaufwändig. Zur Spülung und optimalen Gemischbildung der aktiv gespülten Vorkammer und andererseits zum Schutz der Dosiereinrichtung müssen Schutzvorrichtungen wie Kapillaren optimal abgebildet werden. Besonders betroffen ist die Verbrennungsmodellierung, die bei Vorkammerzündung verschiedene Verbrennungsregime teilweise parallel abbilden muss. Zur Lösung dieser hochkomplexen Probleme werden in der Regel numerische Verfahren wie DNS, LES oder detaillierte Chemie eingesetzt, die in der Regel extrem ressourcenintensiv und für industrielle Anwendungen nicht praktikabel sind.

Das Ziel dieser Dissertation ist die Entwicklung einer Methodik zur analytischen Auslegung und numerischen Optimierung für eine aktiv gespülte Vorkammerzündkerze zur Verbesserung des Verbrennungsprozesses eines mageren Erdgasmotors bei gleichzeitiger Reduzierung der NO_x -Rohemissionen. Dabei wird die numerische Optimierungsmethodik untersucht, die auf einer industrietypischen Workstation realisierbar ist.

Zunächst wird das Vorkammereinblasesystem analytisch und mittels 1D-Modellierung untersucht. Hierbei erfolgt eine vorläufige Auslegung des Vorkammereinblasesystems mit anschließender Optimierung der Innenkanäle. Durch die Optimierung der Spülkapillaren wird unter anderem das maximal mögliche Einblaszeitfenster erweitert. Grundlage dieser Optimierung ist die Berechnung der zur Erfüllung der Motoranforderungen erforderlichen Erdgasmasse.

Das resultierende 1D-Strömungsmodell des Vorkammereinblasesystems dient gleichzeitig zur Generierung der Randbedingungen für die nachfolgende direkt numerische Simulation DNS und die industrietaugliche reynoldsgemittelte 3D-RANS-Simulation, zunächst nur in der Vorkammer. DNS bietet dabei eine hochpräzise Berechnung der Spülung und Gemischbildung in der Vorkammer. Der Aufwand für eine solche Simulation ist extrem hoch, bietet aber eine sehr genaue räumliche und zeitliche Auflösung der Turbulenz und der Prozesse in der Vorkammer ohne Modellannahmen. Eine solche Simulation bietet ideale Grundlagen für die Optimierung des Rechenaufwandes und die Kalibrierung des industrietauglichen 3D-RANS. Dabei wird darauf geachtet, dass 3D-RANS einerseits alle verbrennungsrelevanten Vorgänge abbildet und andererseits den Rechenaufwand minimiert.

Anschließend werden die gewonnenen Erkenntnisse auf das Einzylindermodell übertragen und auf die Verbrennungsmodellierung fokussiert. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf dem Verbrennungsmodell ECFM-3Z, das einerseits mehrere für die Vorkammerzündung relevante Verbrennungsregime gleichzeitig abbilden kann und andererseits einen geringeren Rechenaufwand darstellt. Die Validierung des Einzylindermodells wird durch Motorversuche an einem Einzylinder-Forschungsmotor FM18 begleitet.

Der gesamte im Rahmen der Dissertation erarbeitete analytisch-numerische Auslegungsprozess der gespülten Vorkammerzündkerze wird an einem Vorkammerprototyp untersucht und experimentell verifiziert. Dies liefert ein tieferes Verständnis der Vor- und Nachteile eines solchen Optimierungsansatzes und zeigt Verbesserungspotentiale auf.

2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik

2.1 Motorischen Grundlagen

2.1.1 Verdichtungsverhältnis

Das geometrische Verdichtungsverhältnis ε ist das Verhältnis zwischen dem maximalen und minimalen Zylindervolumen:

$$\varepsilon = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{V_h + V_c}{V_c} \quad (2-1)$$

Das Verhältnis hat einen entscheidenden Einfluss auf den thermischen Wirkungsgrad η_{th} des Gleichraumprozesses, welcher als der übliche Vergleichsprozess für den ottomotorischen Kreisprozess genutzt wird. Der thermische Wirkungsgrad wird definiert als:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \quad (2-2)$$

Bei gegebenem konstantem Isentropenexponent κ ist der thermische Wirkungsgrad des idealisierten Gleichraumprozesses nur vom Verdichtungsverhältnis abhängig. Aus diesem Grund ist die Anstrengung des höchstmöglichen Verdichtungsverhältnisses zu empfehlen. Hiermit ist zu beachten, dass mit der Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses der Wirkungsgrad zuerst steil und danach flacher ansteigt, wie es in Abbildung 1 dargestellt ist [9]. Aus diesem Grund ist die Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses nur bis zu einer bestimmten Grenze sinnvoll.

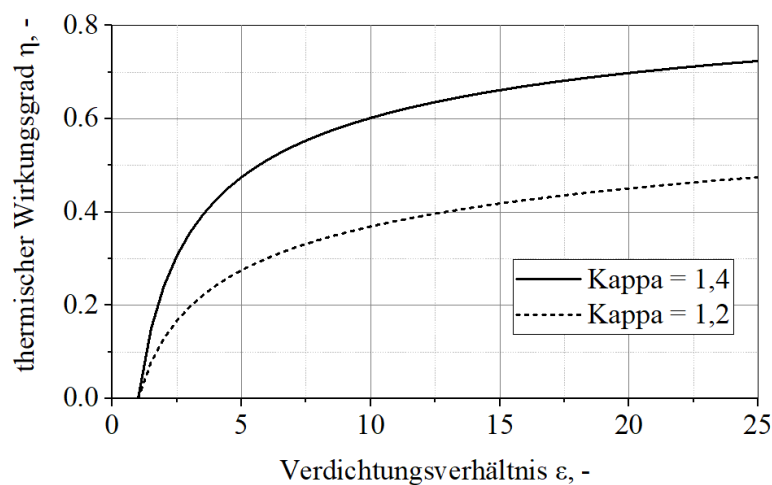


Abbildung 1 Abhängigkeit des thermischen Wirkungsgrads vom Verdichtungsverhältnis beim Gleichraumprozess

2.1 Motorischen Grundlagen

Außerdem ist das Verdichtungsverhältnis durch die Klopfnegung und Glühzündung limitiert und kann noch aus diesem Grund nicht unendlich erhöht werden. Zusätzlich steigt mit der Verdichtungsverhältniserhöhung noch der Spitzendruck, welcher für die mechanische Belastung und Klopfnegung entscheidend ist und wird bei den aufgeladenen Motoren begrenzt [9]. Nach dem Trendwechsel zur Turboaufladung und zum Motor-Downsizing bei Ottomotoren sind die Spitzendrücke angestiegen. Dies führte zu einer weiteren Erhöhung der Klopfnegung und als Gegenmaßnahme zu einer Absenkung des Verdichtungsverhältnisses auf 9-12 bar (vgl. Tabelle 1), was den thermischen Wirkungsgrad reduziert.

Tabelle 1 Verdichtungsverhältnis unterschiedlicher Motorengenerationen [10–13]

Motortyp	ε	Quelle
Ottomotor mit Aufladung	9-12	[10, 11]
Ottomotor ohne Aufladung	11-14	[10]
Otto Großmotoren Gas	11,5-13	[11, 12]
Ottomotor max	17,4*	[13]
Dieselmotor mit Aufladung	16-21	[10]

*mit aktiv gespülter Vorkammer und bei gekühlter AGR-Rate bis 42%

Wie aus der Tabelle 1 zu sehen ist, liegt das Verdichtungsverhältnis moderner aufgeladenen Dieselmotoren deutlich höher und zwar bei 16-21. Die Möglichkeit das Verdichtungsverhältnis bei aufgeladenen Ottomotoren weiter zu erhöhen bietet das homogene magere Erdgasmotorkonzept, welches im Abschnitt 2.1.2 detaillierter betrachtet wird.

2.1.2 Verbrennungsluftverhältnis

Wie es im vorherigen Kapitel schon erwähnt wurde, hängt der thermische Wirkungsgrad vom Verdichtungsverhältnis und Isentropenexponent ab. Der Isentropenexponent ist wiederum von der Gemischzusammensetzung und Temperatur abhängig. Beim Verbrennungsmotor besteht die Möglichkeit, die Gemischzusammensetzung durch Variation des Kraftstoffs, des Verbrennungsluftverhältnisses λ (auch als Kraftstoff-Luft-Verhältnis bezeichnet), der Abgasrückführrate oder durch Zugabe eines Inertgases zu beeinflussen. In der Regel kombiniert man die genannten Einflusshebel, um die bestmögliche Strategie zur Optimierung der Effizienz, Emissionen bzw. Leistung des Motors zu gewährleisten. Im Rahmen dieser Dissertation werden die Potentiale eines homogenen magerbetriebenen Erdgasmotors evaluiert.

Das homogene, magere Erdgasbetriebskonzept ist vorteilhaft durch die Reduzierung der Klopfnegung und Prozesstemperaturen des Gasgemisches im Brennraum einerseits wegen einer deutlich höheren Research-Oktananzahl (ROZ) von Methan von 130 [1] und andererseits wegen der Verbrennung des überstöchiometrischen Gemisches im Bereich $\lambda = 1,8 - 2,5$. Außerdem beeinflusst die Veränderung von λ den Isentropenexponent. In Abbildung 2 ist zu sehen, wie der Isentropenexponent des Methan-Luft-Gemisches während eines Arbeitsspiels für $\lambda = 1,5 - 2,5$ bei gleicher Leistung bzw. gleichem Brennverlauf verändert.

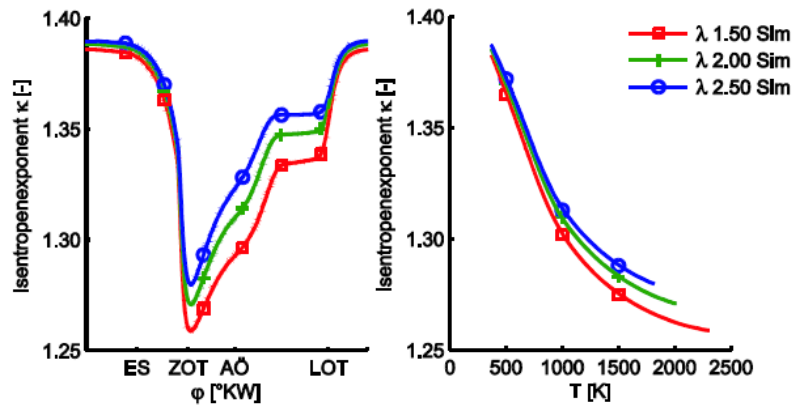


Abbildung 2 Isentropenexponenten des Methan-Luft-Gemisches über einem Arbeitsspiel (links) und über Temperatur (rechts); Leistung und Verbrennungsverlauf sind konstant [14]

Methan besitzt den höheren Isentropenexponent $\kappa_{Methan} = 1,2$ [1] ($\kappa_{Iso-Oktan} = 1,03$) und den höheren stöchiometrischen Luftbedarf $L = 17,2$ [1], so dass wegen noch höherer $\kappa = 1,4$ vom Luft [15] der Isentropenexponent vom Methan-Luft-Gemisches höher liegt und mit Erhöhung vom λ weiter langsam ansteigt. Der Vorteil vom homogenen Magerkonzept ist signifikanter bei der Erhaltung gleicher Kraftstoffmenge und gleichzeitiger Lambdaerhöhung von 1,0 auf 2,0-2,5. Dabei nimmt überschüssige Luft mehr Wärme, insbesondere während der Verbrennung, auf, so dass die Spitzen- und Prozesstemperaturen sinken (siehe Abbildung 2). Dies führt zu einer Verlagerung der Wandwärmeverluste auf Abgasenthalpie und damit zu einer besseren Ausnutzung der Abgasenergie während des Expansionstaktes [16]. Mit dem ähnlichen Prinzip kann auch AGR-Betrieb mit hohen Raten stabil funktionieren. Außerdem lassen sich die NO_x -Rohemissionen unter gesetzlich vorgegebener Grenze gehalten werden, so dass auf den Katalysator verzichtet werden kann.

In Abbildung 3 ist es zu sehen, wie groß der Einfluss des Verbrennungsluftverhältnisses bzw. Isentropenexponenten auf den thermischen Wirkungsgrad ist. Der über das Arbeitsspiel gemittelte Isentropenexponent κ beträgt 1,38 beim $\lambda = 2,0$ [17] und 1,32 [14] beim stöchiometrischen Verbrennungs-luftverhältnis $\lambda = 1,0$. Es ist bemerkenswert, dass bei dieser Konfiguration und idealisierten Bedingungen des Gleichraumprozesses die Lambdaerhöhung von 1,0 auf 2,0 größeren Einfluss auf den thermischen Wirkungsgrad von ca. 6% hat, als die Verdichtungsverhältniserhöhung von 10,5 auf 13 mit 3%. Im Weiteren wird der Einfluss von Verdichtungs- und Verbrennungsluftverhältnis näher untersucht.

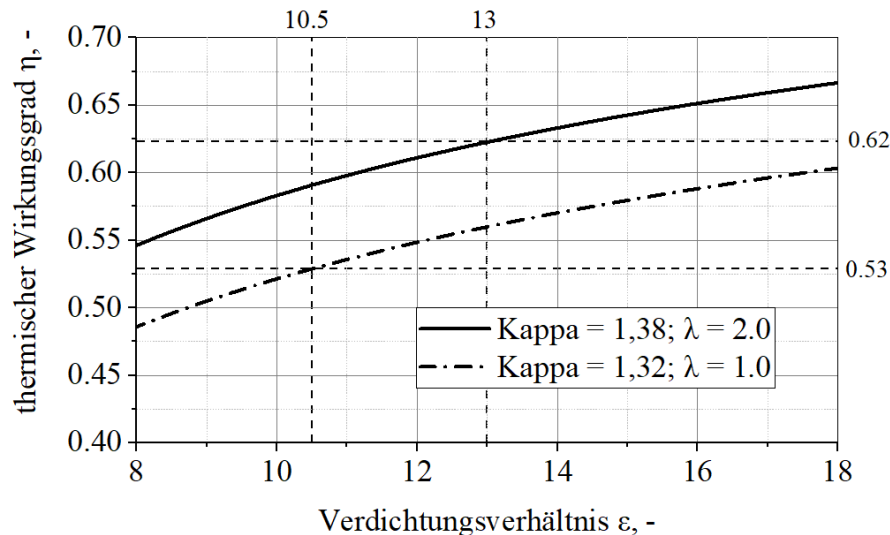


Abbildung 3 Thermischer Wirkungsgradverlauf in Abhängigkeit vom Verdichtungsverhältnis für das stöchiometrische und überstöchiometrische Methan-Luft-Gemisch

Es ist zu erwähnen, dass die Prozesstemperatur bzw. κ von der Zündstrategie, dem Verbrennungsverlauf und Verbrennungsdauer abhängig sind. Bei dem Erdgas-Magebetriebskonzept stellt die größte Herausforderung eine stabile Zündung bzw. vollständige Verbrennung dar, welche im Kapitel 2.2 detaillierter betrachtet wird.

2.2 Vorkammerzündkerze Stand der Technik

In diesem Kapitel wird zunächst das Prinzip der Vorkammerzündkerze allgemein erläutert, um dann im Detail auf die Unterschiede der beiden Vorkammerzündkerzenkonzepte einzugehen. Eine Vorkammerzündkerze stellt eine Trennung des Hauptbrennraums vom Zündfunken durch ein kleines Volumen dar, welche als Vorkammer (VK) bezeichnet wird. Es können verschiedene Zündelemente und unterschiedliche Methoden der Spülung angewendet werden, das Ziel besteht jedoch darin, einen höheren Energieeintrag als bei einer herkömmlichen Zündkerze zu erzielen, um eine wesentlich energiereichere Zündung bzw. Verbrennung zu gewährleisten. Bei diesem Konzept wird das Kraftstoff-Luft-Gemisch im Hauptbrennraum nicht durch einen Funken an einer konventionellen Zündkerze gezündet, sondern durch Fackelstrahlen, die eine sehr hohe Zündenergie einbringen. Die aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen weisen hohe, turbulente kinetische Energie auf und erhöhen das Volumen des Zündbereichs im Hauptbrennraum erheblich. Dadurch wird das Kraftstoff-Luft-Gemisch nicht nur an einer Stelle gezündet, sondern über den Brennraum verteilt an mehreren Stellen. Mit einem solchen Konzept können homogene, sehr magere, überstöchiometrische Kraftstoff-Luft-Gemische stabil und vollständig verbrannt werden.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen zwei Arten der Vorkammerzündkerze - einer passiv gespülten (kurz: passive) und einer aktiv gespülten (kurz: aktive) Vorkammerzündkerze (VKZK). Der primäre Unterschied zwischen einer passiven und einer aktiven VKZK besteht

darin, dass der Spülvorgang in passivgespülter Vorkammer ohne externe Einrichtungen erfolgt, d.h. das Abgas eines vorangegangenen Arbeitszyklus wird allein durch die optimierte Strömung in einem Hauptbrennraum teilweise oder vollständig aus der Vorkammer gespült. Im Gegensatz dazu wird bei einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze durch eine Zusatzeinrichtung in der Vorkammer das Abgas durch Kraftstoff ersetzt und im Kompressionstakt in der Vorkammer ein im Vergleich zum Hauptbrennraum deutlich fetteres zündfähiges Gemisch gebildet. Dadurch kann mit einer aktiv gespülten VKZK deutlich mehr Energie in kürzerer Zeit freigesetzt werden.

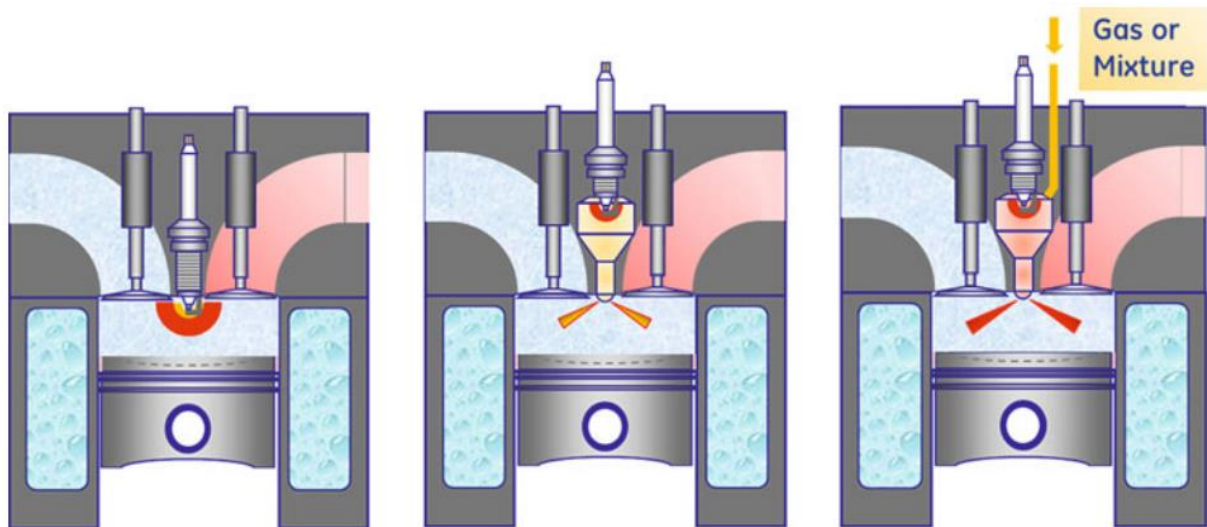
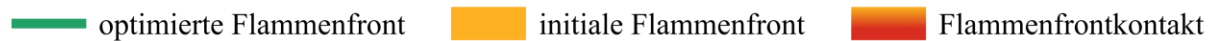


Abbildung 4 Prinzipdarstellung der Zündverfahren mit einer konventionellen Hakenzündkerze (links), passivgespülten Vorkammerzündkerze (Mitte) und aktiv gespülten Vorkammerzündkerze (rechts) [18]

Die hohe Zündenergie beschleunigt die Verbrennung des Kraftstoffs, die durch eine laminare Flammengeschwindigkeit gekennzeichnet ist, und ermöglicht so Strategien zur Reduzierung der Rohemissionen und zur Steigerung des Wirkungsgrades. Mit Hilfe dieser Vorteile können Optimierungsansätze verfolgt werden, die sonst an der langsameren Brenngeschwindigkeit sowie der erschwerten Entflammbarkeit und damit instabiler Verbrennung scheitern [11]. Wie es im Kapitel 2.1.2 schon erwähnt wurde, stellt eine stabile Zündung und vollständige Verbrennung bei den homogenen Magerbetriebskonzepten die größte Herausforderung. Die in den Brennraum eingebrachte Zündenergie muss umso höher sein, je höher der Luftüberschuss in einem Gemisch ist. Außerdem spielt die Brennraumgröße wegen der Flammenausbreitung eine wichtige Rolle, so dass bei Motoren mit bis 150-200 mm Bohrung in der Regel die passiv gespülte Vorkammerzündkerze (VKZK) und bei Motoren mit Bohrung ab 150-200 mm Bohrung die aktiv gespülte VKZK eingesetzt wird [1].

Die Form des Hauptbrennraums ist von großer Bedeutung. Gezündete Teile des Kraftstoffs benötigen aufgrund der mageren Kraftstoff-Luft-Verhältnisse mehr Zeit, um die noch unverbrannten Bereiche zu erreichen, und so kann ein Erlöschen des Flammenfront, oder zu einer deutlichen Verlangsamung der Flammenausbreitung kommen. Dies wiederum führt zu



- Vergrößerung der Flammenfrontfläche erfolgt durch Vergrößerung

Ausrichtung der Fackelbohrungen (vgl. Abbildung 6). Der Kontakt der Flammenfront mit der Hauptbrennkammerwänden kann durch die Optimierung des Fackelbohrungsdurchmessers minimiert werden. Je größer ist der Fackelbohrungsdurchmesser, desto breiter sind die Fackelstrahlen und desto kürzer ist die Eindringtiefe.

Darüber hinaus beeinflusst die Fackelstrahlenausrichtung die Intensität der Vorkammerinnenströmung, die wiederum die Zündstabilität sowohl positiv als auch negativ beeinflussen kann. Bei der Wahl der Fackelstrahlrichtung sind daher alle Aspekte zu berücksichtigen. Erwähnenswert ist auch, dass fast alle Vorkammerzündkerzen keine nach unten gerichteten Fackelbohrungen aufweisen. Der Grund dafür ist, dass die meisten der untersuchten Motoren einen Omega-Kolbenboden haben, so dass der Fackelstrahl aus einer zentralen Bohrung fast unmittelbar auf den Kolben trifft und viel Zündenergie verloren geht.

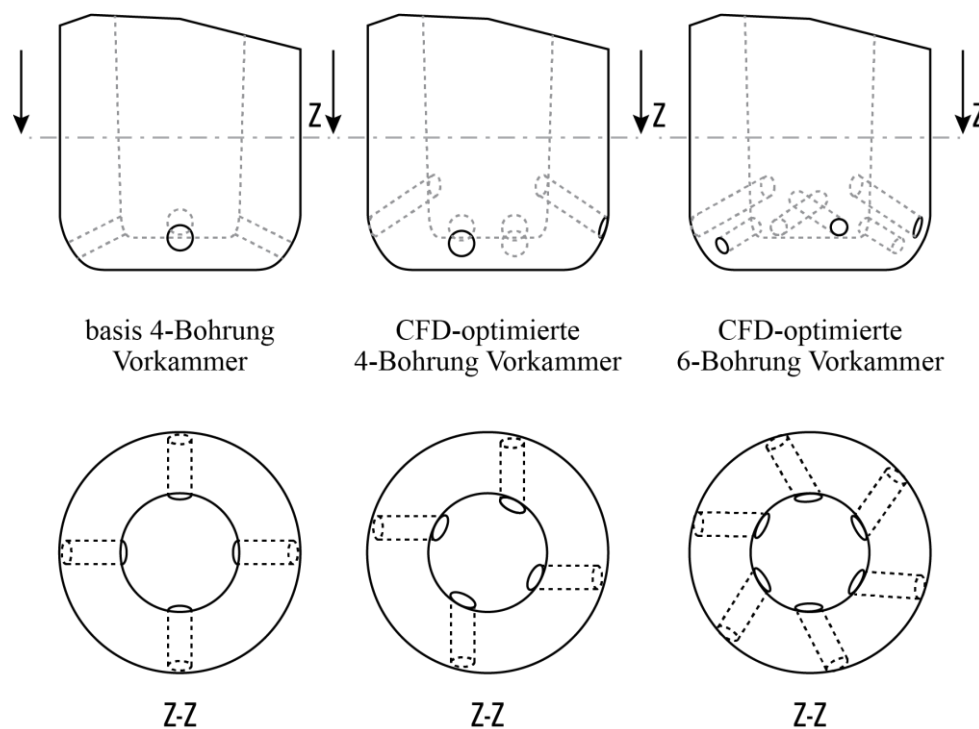


Abbildung 6 Ein Beispiel der Veränderung der Fackelbohrungsausrichtung [19]

Eine Vorkammerzündkerze kann für unterschiedliche Betriebskonzepte und Kraftstoffe eingesetzt werden, sei es als aktiv gespülte Vorkammerzündkerze für überstöchiometrische Erdgasmotoren, oder eine passiv gespülte Vorkammerzündkerze für eine Beschleunigung der Verbrennung im Teillastbereich eines Ottomotors unter Beibehaltung einer optimalen Schwerpunktlage.

2.2.1 Passiv gespülte Vorkammerzündkerze

Eine passiv gespülte Vorkammerzündkerze besitzt keine Einspritz- bzw. Einblaseeinrichtung zur Spülung und Anfettung und ist nur auf die Spülung während der Kompressionsphase mit dem Luft-Gasgemisch aus dem Hauptbrennraum angewiesen. Durch die Überströmbohrungen

2.2 Vorkammerzündkerze Stand der Technik

(auch Fackelbohrungen genannt) gelangt ein Gasgemisch aus dem Hauptbrennraum in die Vorkammer, und das Turbulenzniveau wird mit deren richtigen Auslegung erhöht. Hiermit wird auch das einströmende Gasgemisch über die Vorkammerwände erwärmt, was in Kombination mit der Turbulenzerhöhung die Magerzündgrenze verschiebt [1]. Trotz der Vorteile einer passiven Vorkammerzündkerze ist für eine vollständige Verbrennung eine tumble- oder drallgestützte Ladungsbewegung im Hauptbrennraum erforderlich. [20–23].

Eine passive Vorkammerzündkerze wird üblicherweise bei kleinen Motoren bis ca. 200 mm Bohrung nach Basshuysen et al. [1] im Pkw- und Lkw-Bereich eingesetzt. 200 mm Bohrung ist nur ein Richtwert, aber je nach Aggregat und Betriebsstrategie können verschiedene Vorkammersysteme im Bereich 150-260 mm Anwendung finden [7, 24–26]. Einige Motorhersteller im Hochleistungssegment setzen im Motorsport auf den Einsatz passiver Vorkammerzündkerzen [21, 27]. Dies ermöglicht eine Verbesserung hinsichtlich des Klopfverhaltens und damit der Schadstoffemissionen im Realbetrieb ohne Nachteile hinsichtlich des Kraftstoffverbrauchs oder der Leistung [21].

Beim Einsatz einer passiven VKZK kann das Kraftstoff-Luft-Gemisch je nach Geometrie-Optimierungsgrad bis zu einem $\lambda = 1,6-1,7$ stabil verbrennen [28]. Trotz der Verbrennungsstabilität kann bei einem so hohen Lambda nicht immer die gewünschte Brenngeschwindigkeit und optimale Verbrennungsschwerpunktlage erreicht werden. Aus dem Grund wird häufig ein $\lambda = 1.0$ Konzept insbesondere im Kraftfahrzeugbereich verfolgt [29].

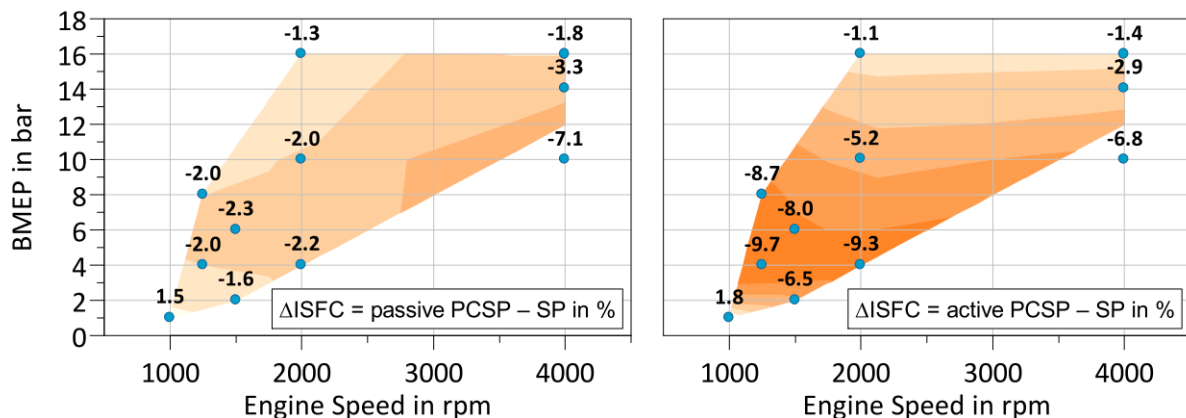


Abbildung 7 Kraftstoffverbrauchsvorteil bei passiver (links) und aktiver (rechts) Vorkammerzündkerze [30]

Die Untersuchungen von Sens et al. [30] haben gezeigt, dass eine passive Vorkammerzündkerze den Kraftstoffverbrauch im Gesamtkennfeld um 2 bis 4% reduzieren kann (vgl. Abbildung 7), was im Wesentlichen durch eine Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses erreicht wird. Dieser Vorteil kann in einer Basiskonfiguration der VKZK erreicht werden und bei Optimierung der VK-Geometrie, wie Anzahl und Durchmesser der Fackelbohrungen, sind weitere Einsparpotenziale zu erwarten. [30]

Dennoch kann es beim Kaltstart bei niedrigen Temperaturen zu Schwierigkeiten mit der vollständigen Verbrennung in der VKZK bzw. dem Hauptbrennraum kommen. Beim Kaltstart sind die Vorkammerwände noch kalt und nach der Zündung in der Vorkammer wird viel Wärme beim Durchströmen der Übertrittsbohrungen entzogen, so dass die Fackelstrahlen

geschwächt werden und die Fackelstrahltemperatur absinkt. Entgegenwirken kann in diesem Fall ein Einsatz der integrierten Vorkammerbeheizung. Dadurch werden die Wärmeverluste durch die Vorkammerwände reduziert und die Niedriglastfähigkeit bei tiefen Temperaturen deutlich verbessert. Zur Verbesserung der Kaltstartbedingungen kann auch eine Materialwahl mit geringerer Wärmeleitfähigkeit beitragen. [29]

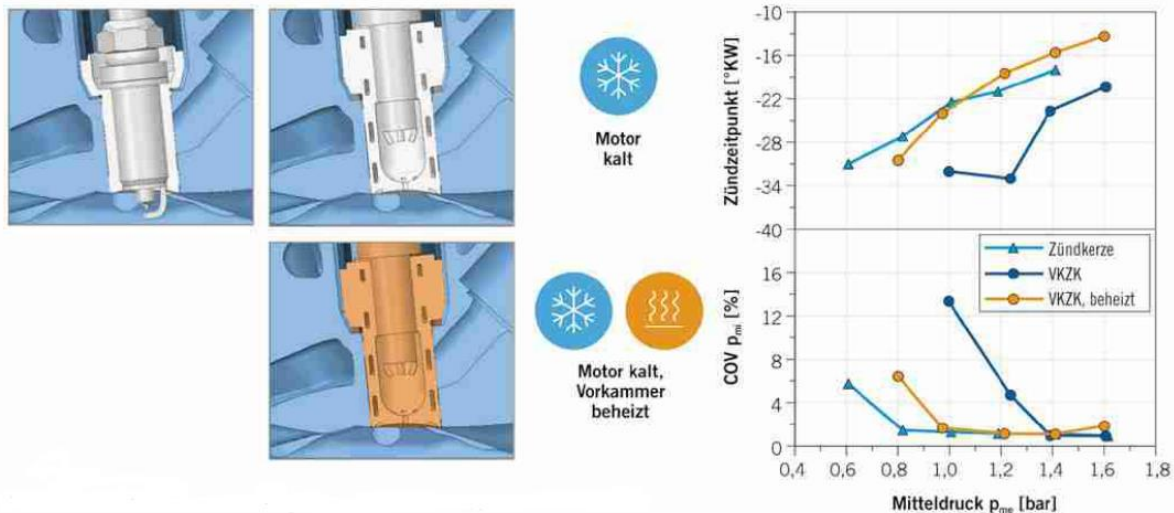


Abbildung 8 Einsatz einer Vorkammerbeheizung beim Betrieb unter kalten Motorbedingungen nahe Leerlauf bei $n = 1000 \text{ min}^{-1}$ [29]

Zusammenfassend sind die Hauptvorteile der passiven VKZK die Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs und der Emissionen durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses, Kombination der VKZK mit dem Miller-Zyklus oder dem Einsatz einer gekühlten Abgasrückführung (AGR). In Bezug auf die Realisierbarkeit sind die Vorteile nach wie vor die Kompaktheit, die relativ geringen Kosten durch den Wegfall einer zusätzlichen Einspritzanlage und die einfache Implementierung in bestehende Verbrennungsmotoren. Die Nachteile liegen in den Problemen mit Kaltstartfähigkeit insbesondere bei tiefen Temperaturen und der schlechten Niederlastfähigkeit, die durch eine separate Vorkammerheizung kompensiert werden muss. Außerdem ist der homogene Magerbetrieb mit $\lambda > 1,5$ kaum möglich, bei dem die deutlichen Vorteile hinsichtlich Kraftstoffverbrauchs- und Emissionsreduzierung möglich sind.

2.2.2 Aktiv gespülte Vorkammerzündkerze

Das Hauptmerkmal einer aktiv gespülten (kurz: aktive) Vorkammerzündkerze ist das Vorhandensein einer zusätzlichen Einrichtung zur Spülung der Vorkammer mit flüssigem oder gasförmigem Kraftstoff. Sie werden in Motoren mit Betriebskonzepten eingesetzt, bei denen die Zündanforderungen besonders kritisch sind. Dies sind insbesondere Großgasmotoren mit sehr mageren Verbrennungsluftverhältnissen bzw. Motoren mit AGR-Betrieb bei hohen Raten.

Verbrennungsluftverhältnis

Durch den Einsatz einer aktiven VKZK kann das Kraftstoff-Luft-Gemisch bis zu einem $\lambda > 2,0$ - $2,2$ stabil und vollständig verbrannt werden [11, 12, 14, 19, 28, 29, 31]. Darüber hinaus ermöglicht die aktive VKZK den Betrieb mit gekühlter AGR bei hohen Raten bis zu 20-30% [29], der beim Einsatz einer konventionellen Zündkerze unter Klopfen bzw. schlechten Zündbedingungen leiden. Im Vergleich zur Lambdaerhöhung die Erhöhung der AGR-Rate führt zu einer vergleichsweise geringeren Luftmenge in der Vorkammer, so dass nach der lokalen Anfettung in der VK weniger Energie freigesetzt werden kann und die AGR-Strategie stärker limitiert ist. Eine Kombination aus Erhöhung von λ und hohen AGR-Raten kann diesen Nachteil kompensieren. Die Studie von Sens et al. [29] zeigt, dass die Kombination aus homogenem Magerbetrieb und gekühlter Abgasrückführung den besten Wirkungsgrad erzielt.

Wirkungsgrad

Dabei ist zu beachten, dass diese hinsichtlich der Zündung kritischen Konzepte nur bei ausreichender Energiefreisetzung in gespülter VKZK und optimaler Ausrichtung der Fackelstrahlen den höchsten Wirkungsgrad liefern. Der höchste indizierte Wirkungsgrad, der mit der gespülten VKZK-Technologie unter Laborbedingungen erreicht wurde, liegt im Bereich von 45%-47% [11, 13]. Es ist zu beachten, dass trotz der stabilen Verbrennung bei $\lambda = 2,0$ - $2,2$, die in vielen Studien beobachtet wurde, lag der höchste Wirkungsgrad in vielen Fällen doch im Bereich $\lambda = 1,7$ - $1,8$ und danach kontinuierlich abnahm [11, 28, 32, 33], was darauf schließen lässt, dass das volle Potenzial einer aktiven Vorkammerzündkerze noch nicht ausgeschöpft ist. In diesen Fällen lag das Vorkammervolumen im Bereich bis 2,4% vom Kompressionsvolumen und dort, wo die Wirkungsgradsteigerung weiter bis $\lambda = 2,0$ - $2,2$ beobachtet wurde – im Bereich ab 2,4% [19, 34]. Einer der Gründe ist eine nicht optimierte Vorkammergeometrie mit den Folgen einer ungünstigen Verschiebung des Verbrennungsschwerpunktes und einer zu langen Verbrennung im Hauptbrennraum.

Eine Vorkammerzündkerze kann nicht nur den maximalen Wirkungsgrad erhöhen, sondern auch den Kennfeldbereich mit besserem Wirkungsgrad erweitern. Dies erhöht die Flexibilität des Motors und bietet die Möglichkeit, den Motor in einem breiteren Kennfeldbereich mit höherem Wirkungsgrad zu betreiben.

Geometrie

Der Einfluss der Vorkammergeometrie ist noch nicht ausreichend erforscht und es gibt sehr viele geometrische und motorische Parameter, die sich gegenseitig beeinflussen. In der Literatur gibt es eine Vielzahl von Vorkammervarianten, die unter verschiedenen Bedingungen und Motorkonzepten untersucht wurden. Eine verallgemeinernde Aussage über die Auswirkungen der verschiedenen geometrischen Parameter der Vorkammer auf den Verbrennungsmotor ist auf Basis dieser Daten nicht möglich.

Die Bandbreite, in deren das Vorkammervolumen variiert wird, ist relativ groß und liegen zwischen 0,6 und 4,6 % [35–42] des Kompressionsvolumens. Ausreißer mit 6,8% Vorkammervolumen [43] treten gelegentlich auf, sind aber eher die Ausnahme von der Regel. Ein korrekter Vergleich der Vorkammerkonzepte wird durch die Vielfalt der Verdichtungsverhältnisse, der zu zündenden Kraftstoffe und auch der verfolgten Lambda-Ziele erschwert. So kann das gleiche absolute Vorkammervolumen für den gleichen Motor mit variablem Verdichtungsverhältnis unterschiedliche auf das Kompressionsvolumen bezogene Vorkammervolumina haben [44].

Dabei kann sich das optimale Vorkammervolumen für $\lambda = 1$ im Benzinbetrieb und $\lambda = 2,0$ im Erdgasbetrieb deutlich unterscheiden. Um bei mageren Erdgasmotoren mit $\lambda = 2,0$ und einem Verdichtungsverhältnis von 11,5-13 eine stabile und vollständige Verbrennung zu erreichen, werden in den meisten Studien aktive VKZK mit einem Volumen von ca. 2,5 % eingesetzt [24, 35, 45]. Die Studie von Shah zeigt, dass eine weitere Erhöhung des Vorkammervolumens auf bis zu 3,7% kaum Vorteile hinsichtlich Wirkungsgrades und NO_x Emissionen bringt.

Steht der aktiven VKZK ausreichend Zündenergie zur Verfügung, so muss diese auch optimal genutzt werden, indem die sich ausbreitende Flamme im Hauptbrennraum optimal verteilt wird und eine maximale Kontaktfläche erreicht wird (siehe ein Beispiel in Abbildung 5). Neben der Optimierung des Vorkammervolumens müssen daher auch die Fackelbohrungen und deren Ausrichtung für die jeweilige Aufgabe optimal ausgelegt und ggf. an die Motorgeometrie angepasst werden. Dies betrifft insbesondere Dieselmotoren, die auf den Magerbetrieb mit Erdgas umgerüstet werden. Im Rahmen dieser Dissertation wird ein Modell entwickelt, mit dessen Hilfe die Vorkammergeometrie optimiert und bessere Wirkungsgrade bzw. Emissionen erreicht werden können.

Die Anzahl der Fackelbohrungen variiert in der Literatur zwischen 4 und 12 [35–42, 45, 46]. Die optimale Fackelbohrungszahl hängt von vielen Faktoren und der Zielsetzung ab, aber in den meisten Fällen sind Vorkammern mit 6-8 Fackelbohrungen [35–42, 45, 46] entweder die einzige getestete Konfiguration oder das Optimum.

Um eine Vorkammerzündkerze für verschiedene Motorgrößen skalieren und miteinander vergleichen zu können, richten sich die Untersuchungen von Shah, Wang und Hlaing [35, 37, 40] auf das Verhältnis zwischen dem gesamt Fackelbohrungsquerschnitt zum Vorkammervolumen:

$$\theta_{VK} = \frac{A_{VK}}{V_{VK}} \quad (2-3)$$

Hiermit werden das Vorkammervolumen bei gleicher Anzahl von Fackelbohrungen variiert und der Fackelbohrungsquerschnitt proportional verändert. In den Studien von Shah et al. [35, 41] wurden innerhalb von einer umfangreichen Studie die Vorkammern mit unterschiedlichen Volumina und Fackelbohrungsdurchmessern untersucht. In diesen Untersuchungen wurden zwei ähnliche Vorkammerkonfigurationen an zwei Einzylindermotoren mit zwei und neun Litern pro Zylinder untersucht, wobei das Vorkammervolumen und die

2.2 Vorkammerzündkerze Stand der Technik

Fackelbohrungsgeometrie variiert wurden. Basierend auf Voruntersuchungen mit Dieselinjektoren blieb die Fackelbohrungsanzahl konstant bei 8. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass bei den großen Unterschieden im Hauptbrennraumvolumen das optimale Volumen-Querschnittverhältnis im Bereich von $\theta_{VK} = 0,025-0,035 \text{ cm}^{-1}$ liegt [35, 41]. Die meist verbreiteten Formen der Vorkammer sind trichterförmige (siehe Abbildung 9) und zylindrische Vorkammern.

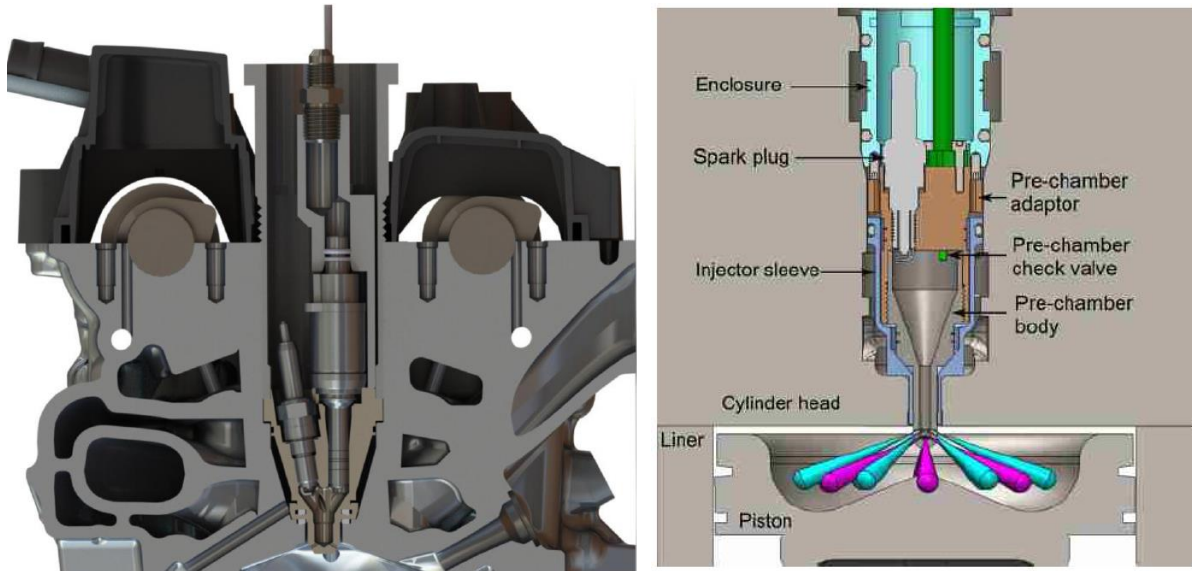


Abbildung 9 Exemplarische trichterförmige aktive Vorkammerzündkerzen [37, 44]

Dies ist zum einen auf den Platzmangel im Zylinderkopf zurückzuführen. Zum anderen bestehen die meisten zu untersuchenden Vorkammerzündkerzensysteme aus einer Vorkammer und der in der Vorkammer eingebauten konventionellen Zündkerze und dem konventionellen Injektor, so dass die Vorkammer von oben größer sein muss. Die Vorkammerform selbst ist noch wenig untersucht und es gibt nur wenige Studien, die einzelne Merkmale der Vorkammerform wie z.B. der Rundungsradius untersucht wurden, so dass hier noch Forschungsbedarf besteht [47]. Für den Einsatz einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze in einem Serienmotor wird ein kompakteres und leistungsfähigeres Einblase- bzw. Zündsystem benötigt. Einerseits ist es notwendig, die bestehenden Zündkerzen und Injektoren, die in einer experimentellen Vorkammer integriert sind, durch ein kompakteres Produkt zu ersetzen. Andererseits müssen eine Optimierungsmethodik bzw. ein Berechnungssystem entwickelt werden, um eine Vorkammer für verschiedene Motoren zu optimieren.

Die experimentelle Optimierung einer großen Anzahl geometrischer Parameter der Vorkammer ist sehr zeit- und kostenintensiv. Zu diesem Zweck müsste eine große Anzahl von Prototypen konstruiert und hergestellt und an einer großen Anzahl verschiedener Motorkonzepte untersucht werden. Dieser Optimierungsprozess kann durch die Entwicklung einer Methodik und eines Simulationsmodells vereinfacht und kostengünstiger gestaltet werden.

2.3 Numerische Grundlagen

Die vollständige Beschreibung der Strömungsvorgänge in einem Raum ist ein sehr hochkomplexes Problem, für das es bis heute keine exakte analytische Lösung gibt. Mit Hilfe numerischer Methoden ist es jedoch möglich, eine Näherungslösung zu finden. Die rasante Steigerung der Rechenleistung bzw. die Preisreduktion der Rechenkapazitäten in der heutigen Zeit ermöglicht eine relativ genaue und kostengünstige Berechnung der komplexen Motorprozesse. Aufgrund der hohen Anforderungen im Energiesektor und der stetig wachsenden Komplexität moderner Antriebssysteme ist die numerische Strömungssimulation aus der modernen Motorenentwicklung kaum mehr wegzudenken.

Es gibt zwei weitverbreitete Betrachtungsweisen, mit denen eine Fluidbewegung beschrieben werden kann. Dies sind die Eulersche und die Lagrangesche. Bei der Eulerschen Betrachtungsweise wird eine Fluidbewegung an einem oder mehreren Punkten beobachtet, die als Kontrollvolumina bezeichnet werden. In jedem dieser Volumina sind alle physikalischen Eigenschaften zu jedem Zeitpunkt definiert. Bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise wird das Fluid als endliche Anzahl von Teilchen betrachtet, die sich durch einen Raum bewegen. Beide Betrachtungsweisen werden heute in der Strömungsmechanik breit eingesetzt.

In den letzten Jahrzehnten wurde die Lagrangesche Betrachtungsweise zunehmend für Mehrphasenströmungen verwendet [48–50]. Aufgrund eines geringeren Diskretisierungsaufwandes bietet die Lagrangesche Betrachtungsweise eine schnellere und genauere Lösung bestimmter spezifischer Probleme [51], wie z.B. eine Umströmung des Fahrzeugs mit Schnee bzw. eine Ansammlung von Schnee am Fahrzeug [52], oder eine Umströmung bzw. Kühlung des Körpers mit einer Flüssigkeit [49]. Darüber hinaus wird die Lagrangesche Methode in Kombination mit der Eulerschen Methode zur Modellierung der Kraftstoffeinspritzung in Verbrennungsmotoren eingesetzt [53, 54].

Trotz der Vorteile der Lagrangeschen Betrachtungsweise hat die Eulersche Betrachtungsweise über die Jahre eine wesentlich breitere Anwendung gefunden. Diese Betrachtungsweise geht mit einer aufwendigeren Erstellung des Rechengitters einher, ermöglicht aber die Modellierung turbulenter und komplexer Gasströmungen und anschließender Verbrennung in Verbrennungsmotoren. In diesem Kapitel werden die wesentlichen numerischen Grundlagen zur Beschreibung turbulenter Strömungen und Verbrennungen mit Fokus auf motorische Prozesse erläutert.

2.3.1 Erhaltungsgleichungen

Berechnungsgrundlage für numerische Strömungssimulationen bilden die Erhaltungsgleichungen. Diese Gleichungen, auch Navier-Stokes-Gleichungen genannt, beschreiben den Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und Dichte eines strömenden Fluids. Die Navier-Stokes-Gleichungen bestehen aus einer zeitabhängigen Kontinuitätsgleichung zur Erhaltung der Masse, drei zeitabhängigen Gleichungen zur

2.3 Numerische Grundlagen

Erhaltung des Impulses und einer zeitabhängigen Gleichung zur Erhaltung der Energie und lauten [55–57]:

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-3)$$

Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-4)$$

Energieerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i} \quad (2-5)$$

Hiermit beschreibt ρ die Dichte des Fluids, t die Zeit, u_i die Geschwindigkeit in i -Richtung, x_i die Raumkoordinate in i -Richtung, p der statische Druck, τ_{ij} der Spannungstensor, h die Enthalpie und $\dot{q}_i$ die Wärmestromdichte.

Der Spannungstensor τ_{ij} für kompressible newtonsche Fluide unter Berücksichtigung der dynamischen Viskosität wird nach folgender Gleichung berechnet [58]:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2-6)$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Delta und μ – die dynamische Viskosität ist.

Die Wärmestromdichte q_i setzt sich nach dem Fourierschen Gesetz der Wärmeleitung aus der Wärmeleitfähigkeit λ_{th} und der Temperatur T zusammen:

$$\dot{q}_i = -\lambda_{th} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2-7)$$

Die obengenannten Navier-Stokes-Gleichungen sind ein Satz gekoppelter Differentialgleichungen und können für ein gegebenes Strömungsproblem mit numerischen Methoden gelöst werden [55].

2.3.2 Diskretisierung und Interpolation

Die analytische Lösung obengenannter Navier-Stokes-Gleichungen (Differentialgleichungen) ist ohne numerische Methoden nicht möglich. Numerische Methoden setzen eine räumliche und zeitliche Diskretisierung voraus.

Räumliche Diskretisierung

Die gebräuchlichsten numerischen Methoden für eine Lösung strömungsmechanischen Aufgaben sind die Finite-Elementen-Methode (FEM), Finite-Differenzen-Methode (FDM) und Finite-Volumen-Methode (FVM) [59]. Die FVM hat sich im Laufe der Jahre als die beste Lösung für strömungsmechanische Aufgaben für kompressible Medien erwiesen. Diese Dissertation befasst sich mit der Simulation eines kompressiblen Gasgemisches, für das die Finite-Volumen-Methode die beste Lösung anbietet. Im Folgenden wird die Finite-Volumen-Methode vorgestellt.

Finite-Volumen-Methode

In Finite-Volumen-Methode wird das Berechnungsgebiet in eine endliche Anzahl von diskreten Regionen, die Zellen oder Kontrollvolumina (KV) genannt werden, unterteilt. Diese endliche Anzahl von Zellen bildet ein Rechengitter. Der Zweck jeder Diskretisierungsmethode besteht darin, eine oder mehrere partielle Differentialgleichungen in ein entsprechendes algebraisches Gleichungssystem umzuwandeln. Die Diskretisierung des Lösungsgebietes liefert eine numerische Beschreibung der Ränder und des Rechengitters, einschließlich der Positionen der Rechenknoten, in denen die Lösung gesucht wird [60]. Die Lösung dieses Systems liefert eine Reihe von Werten, die der Lösung der ursprünglichen Gleichungen an bestimmten Stellen in Raum und Zeit entsprechen. [59, 60]

In der Regel wird die zellenzentrierte Finite-Volumen-Methode verwendet, bei welcher die oben genannten Erhaltungsgleichungen in jedem Rechenknoten jeder Zelle gelöst werden. Bei zellenzentrierter FV-Methode befindet sich der Rechenknoten in der Mitte jeder Zelle [61]. Die Variablenwerte verändern sich linear innerhalb der Zelle und werden durch Interpolation auf den Zellenflächen ausgedrückt. Für die Berechnung mit der Finite-Volumen-Methode werden die Erhaltungsgleichungen in der Integralform als Ausgangspunkt verwendet [59, 60]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \phi dV + \int_V \nabla \cdot \phi u dV = \int_V -\frac{1}{\rho} \nabla p dV + \int_V \nabla \cdot \nu \nabla \phi dV + \int_V S dV \quad (2-8)$$

Gleichung (2-8) repräsentiert die Formulierung der Navier-Stokes-Gleichungen für stationäre inkompressible Fluide [57]. Dabei beschreibt $\nabla \cdot \phi u$ den Konvektionsterm und $\nabla \cdot \nu \nabla \phi$ den Diffusionsterm der Feldgröße ϕ , ∇p den Druckgradienten und S den Quellterm, falls letzter bei der Berechnung berücksichtigt werden. Die oben aufgeführten Terme aus Gleichung (2-8) werden mit leicht unterschiedlichen Ansätzen einzeln über das Zellenvolumen integriert. [60]

2.3 Numerische Grundlagen

Die Diffusions- und Konvektionsterme aus (2-8) enthalten die Nabla-Operatoren und damit die partiellen Ableitungsoperatoren der variablen Geschwindigkeit. Zur Integration dieser Terme über das Zellenvolumen wird der Gaußscher Integralsatz eingesetzt und das Volumenintegral des Geschwindigkeitsfeldes u in ein Flächenintegral umgewandelt (2-9) [60].

$$\int_V \nabla \cdot u \phi dV = \int_S u \phi \cdot \bar{n} dS \quad (2-9)$$

wobei $\bar{n}$ ist ein Normaleneinheitsvektor zur entsprechender Zellenfläche und S ist die Gesamtfläche der betrachteten Zelle. Damit ergibt sich aus $u \cdot \bar{n} dS$ ein Volumenstrom durch ein Flächenelement. In jeder Zelle werden bei inkompressiblen Medien die Massenabflüsse und Massenzuflüsse durch alle Flächenelemente der Zelle bilanziert. Bei kompressiblen Medien muss die Summe aller ein- und ausströmenden Massen in jeder Zelle pro Zeitschritt gleich der Massenänderung aufgrund der Dichteänderung sein. Die Summe der Integrale aller (N) Flächenelemente der Zelle ergibt [60]:

$$\int_S \phi u \cdot \bar{n} dS = \sum_{i=1}^N \int_S \phi_i u_i \cdot \bar{n}_i dS_i \quad (2-10)$$

Da in diesem Fall eine zellenzentrierte Methode verwendet wird, ändern sich die Werte der Variablen innerhalb der Zellen linear. Es wird die Näherung verwendet, dass das Flächenintegral jedes Flächenelementes der Zelle den Wert des Flächenmittelpunktes annähert [60]:

$$\sum_{i=1}^N \int_S \phi_i u_i \cdot \bar{n}_i dS_i \approx \sum_{i=1}^N \phi_{fi} u_{fi} \cdot n_{fi} S_i \quad (2-11)$$

wobei f der Kompassindex des Flächenmittelpunkts ist, der die Beziehung zur benachbarten Zelle angibt.

Interpolationsschemata

Mit der obengenannten Approximation können die Massenströme zwischen den Zellen berechnet werden. Dazu müssen aber noch Geschwindigkeitswerte und die anderen Variablen in Flächenmittelpunkten vorher gefunden werden. Abbildung 10 zeigt eine typische Bezeichnung eines Berechnungsgitter und dabei verwendeten Kompassindizes n , e , s , w für Norden, Osten, Süden und Westen in Bezug auf den zentralen Rechenknoten P [59].

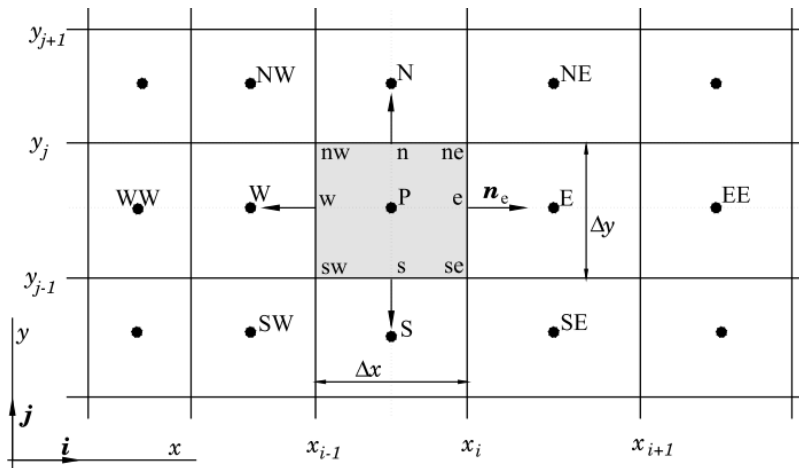


Abbildung 10 Zweidimensionale Berechnungsgitterdarstellung und typische Notationen mit Kompassindizes nach Ferziger [59]

In diesem Beispiel bei der Anwendung der zellenzentrierten FV-Methode mit Hexaeder-Zellen auf ein Rechengebiet erfolgt die Berechnung der Massenerhaltungsgleichung durch Interpolation der Werte zwischen benachbarten Rechenknoten (z.B. P und E in Abbildung 11), die sich in der Mitte jeder Volumenzelle befinden [60].

Ein herkömmliches Interpolationsschema zur Berechnung der Werte in der Flächenmitte ist die lineare Interpolation (engl. CDS - Central Differencing Schema) und sie wird häufig zur Berechnung einzelner Terme der Navier-Stokes Gleichungen in kommerziellen CFD-Paketen eingesetzt.

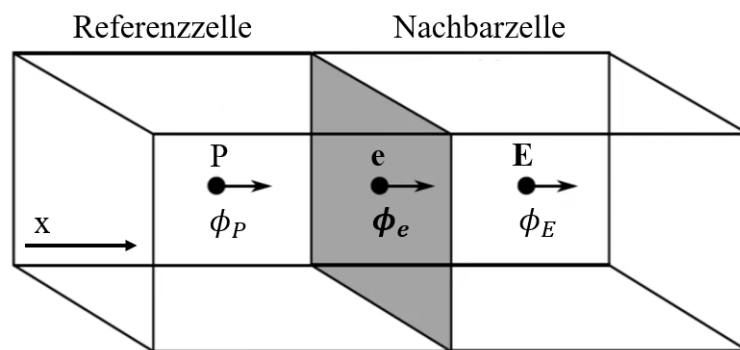


Abbildung 11 Prinzipielles Schema für die Interpolation der Variablen in der Flächenmitte zwischen zwei Zellen mit Berechnungsknoten P und E [60, 62]

Voraussetzung für die Interpolation ist, dass die Variablenwerte und Raumkoordinaten an den benachbarten Rechenknoten P und E (siehe Abbildung 11) sowie Koordinaten der Flächenmitte $\mathbf{e}$ der Grenzfläche beider Zellen vorher berechnet wurden. Hiermit kann eine variable Feldgröße ϕ_e in der Flächenmitte $\mathbf{e}$ mit folgender Formel mit der linearen Interpolation berechnet werden:

$$\phi_e = \phi_F \Psi + \phi_P (1 - \Psi) \quad (2-12)$$

wobei Ψ der Interpolationsfaktor ist und berechnet wird nach:

$$\psi = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \quad (2-13)$$

Es kann ein beliebiger Variablenwert wie z. B. Temperatur, Gaskonzentration oder Fluideigenschaften sein. Die lineare Interpolation (CDS) ist weit verbreitet, vor allem, weil sie sehr genaue Ergebnisse liefert. Daher wird dieses Schema fast immer für den Diffusionsterm (siehe Gl. 2-8) der Navier-Stokes-Gleichung verwendet. Dennoch kann die Anwendung von CDS zur Lösung des Konvektionsterms in RANS-Simulationen zu unphysikalischen Schwingungen aufgrund zu grober Rechengitter führen. Das Schema wird als „unbeschränkt“ (unbounded) bezeichnet, da es ein unbeschränktes Fehlverhalten aufweist, was zu Stabilitätsproblemen im numerischen Verfahren führen kann [63, 64]. In Large Eddy Simulationen (LES) wird die lineare Interpolation jedoch auch für den Konvektionsterm verwendet, da eine höhere Genauigkeit der Turbulenzberechnung erforderlich ist und dafür ein feineres Rechengitter zur Verfügung steht. [63]

Um das Auftreten unphysikalischer Schwingungen bei RANS-Simulationen zu vermeiden, werden „reine“ Approximationen 2. Ordnung wie die lineare Interpolation (CDS) vermieden und die Approximationen 1. Ordnung oder eine Kombination aus 1. und 2. Ordnung verwendet. Dazu gehören die Aufwind-Interpolation (ADS), Quadratische Aufwind-Interpolation (QUICK), MINMOD (Minimum Modulus) Relaxed Interpolation usw. Die Art und Weise, wie die Variablen in den Flächenmitte berechnet werden, hat einen tiefgreifenden Einfluss auf die Genauigkeit und die numerische Stabilität (Konvergenz) entsprechender numerischer Methode [65].

Eine der numerisch stabilsten Approximationsmethoden ist die Aufwind-Interpolation. Diese Methode basiert hauptsächlich auf der Information über die Strömungsrichtung. Wenn das Fluid von Zelle P nach E strömt (siehe Abbildung 11) und der Massenstrom für die Zelle P in Richtung E entsprechend positiv ist, nimmt der Flächenmittelpunkt den Variabel-Wert des Rechenknotens P an. Fließt das Fluid in umgekehrter Richtung von E nach P, so nimmt der Flächenmittelpunkt den Variablen-Wert des Rechenknotens E an. Die mathematische Beschreibung des Schemas lautet wie folgt [59, 60]:

$$\phi_e \begin{cases} \phi_P, & \text{wenn } \dot{m}_{pe} > 0 \\ \phi_E, & \text{wenn } \dot{m}_{pe} < 0 \end{cases} \quad (2-14)$$

Es handelt sich um das Interpolationsschema 1. Ordnung, da nur der erste Term der Taylor-Reihenentwicklung in die Berechnung eingeht. Die Variablenwerte zwischen dem Rechenknoten und dem Flächenmittelpunkt sind konstant. Dieses einfache Schema bietet die beste numerische Stabilität, insbesondere bei groben Rechengittern, kann aber bei komplexen Modellen zu erheblichen Abweichungen von der Realität führen. Einige Phänomene können überhaupt nicht abgebildet werden. Trotzdem wird dieses Schema häufig zur Generierung der ersten stabilen Lösung verwendet, da die Aufwind-Interpolation keine unbeschränkten Lösungen erzeugen kann. [59, 60]

Für die Kompromissfindung werden hybride Approximationsmethoden wie die lineare Aufwind-Interpolation, MINMOD Relaxed [66] und SMART [67] (eng. Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport) in kommerziellen Simulationssoftware verwendet, die auch im Rahmen dieser Dissertation eingesetzt werden. Sie kombinieren die Vor- und Nachteile des linearen Interpolationsschema 2. Ordnung und des Aufwind-Interpolationsschemas 1. Ordnung. So werden z. B. bei MINMOD Relaxed die bei der linearen Interpolation auftretenden unphysikalischen Schwingungen durch die Anwendung der Begrenzungsverfahren reduziert [66]. Es gibt zahlreiche Varianten, die mit unterschiedlicher Gewichtung der beiden Approximationsmethoden die beste Lösung für den jeweiligen Fall suchen.

Eine Variante solcher Kompromisslösungen am Beispiel der linearen Aufwind-Interpolation mit einem Flusslimiter wird im Folgenden betrachtet. Dabei wird die Aufwind-Interpolation mit dem Gradienten der gesuchten Variablen im Rechenknoten unterstützt, um die Genauigkeit der Interpolation zu erhöhen:

$$\phi_e \begin{cases} \phi_P + \varphi (\nabla \phi)_P \cdot \bar{r}_{Pe}, & \text{wenn } \dot{m}_{pe} > 0 \\ \phi_E + \varphi (\nabla \phi)_E \cdot \bar{r}_{Ee}, & \text{wenn } \dot{m}_{pe} < 0 \end{cases} \quad (2-15)$$

Hierbei ist $\bar{r}$ der Vektor zwischen dem Rechenknoten und dem Flächenmittelpunkt (siehe Abbildung 12) und φ der Flusslimiter [59].

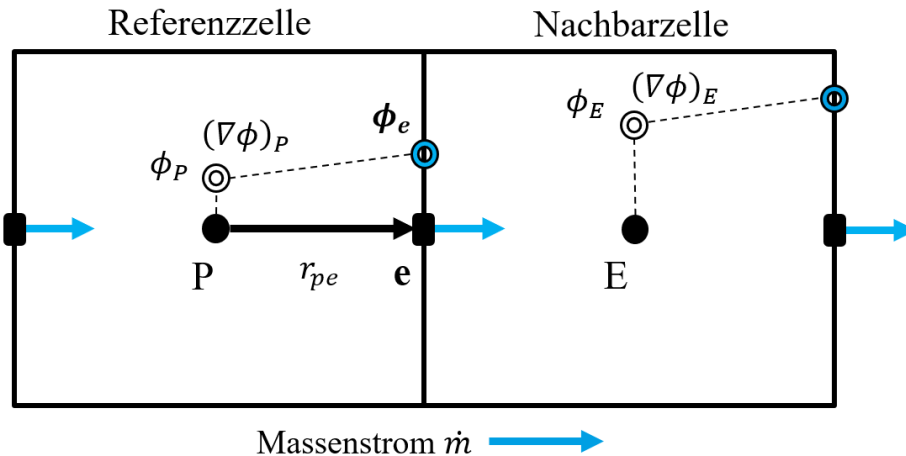


Abbildung 12 Prinzipielles Schema der linearen Aufwind-Interpolation [62, 68]

Tatsächlich handelt es sich um eine Approximation 2. Ordnung, wobei der Wert von ϕ_e aus der Summe zweier Komponenten besteht. Die erste Komponente ist der Variablenwert der Feldgröße ϕ_P des Rechenknotens P, aus dem das Fluid austritt, und die zweite Komponente ist der Gradient dieser Variable $(\nabla \phi)_P$. Das Prinzip wird in Abbildung 12 grafisch dargestellt. Dadurch ergibt sich ein linearer Verlauf der Variable zwischen dem Rechenknoten und dem Flächenmittelpunkt, was die Genauigkeit der Interpolation erhöht.

Andererseits bedeutet dies, dass auch diese Approximation ein unbegrenztes Fehlverhalten wie die klassische lineare Interpolation aufweist, jedoch das Auftreten unphysikalischer Schwingungen durch die Einführung eines Gradientenbegrenzers φ (eng. gradient limiter)

begrenzt werden kann [59]. Der Gradient-Begrenzer reduziert den Einfluss des Gradiententerms $\varphi(\nabla\phi)$ (Gl. 2-15) und erhöht damit die Dominanz der Aufwind-Interpolation [60]. Der Geltungsbereich des Gradient-Begrenzers ist $0 \leq \varphi \leq 1$.

Eine weitere Möglichkeit, die Gewichtung zwischen der präzisen linearen Interpolation (CDS) 2. Ordnung und der numerisch stabilen Aufwind-Interpolation (ADS) 1. Ordnung flexibel zu variieren, stellt eine Mischfunktion dar. Diese Mischfunktion legt die Einführung eines dimensionslosen Mischfaktors ψ (eng. blending factor) nahe, der einen Wert zwischen 0 und 1 annimmt:

$$\phi_e = \psi \phi_{CDS} + (1 - \psi) \phi_{ADS} \quad (2-16)$$

Aus der Gleichung (2-16) geht hervor, dass bei einem Wert von 1 die Aufwind-Interpolation vollständig ignoriert wird und nur die lineare Interpolation berücksichtigt wird und bei einem Wert von 0 nur die Aufwind-Interpolation berücksichtigt wird. Solche Methoden ermöglichen eine numerisch stabile transiente Simulation von hochkomplexen Strömungs- und Verbrennungsvorgängen.

Für die Berechnung der turbulenten Strömung und Verbrennung in einer Vorkammer und einem Hauptbrennraum mit einer transienten RANS-Simulation werden im Rahmen dieser Dissertation drei Interpolationsmethoden eingesetzt. Die Lineare Interpolation wird für die Kontinuitätsgleichung und MINMOD Relaxed für die Turbulenz- und Energieberechnung eingesetzt. Die Impulserhaltung wird während der Verbrennung in der Vorkammer mit „AVL SMART Bounded“ und in allen anderen Fällen mit MINMOD Relaxed berechnet. Beide Interpolationsschemata gehören zu den oben erläuterten hybriden Approximationsmethoden mit einem Mischfaktor ψ . Die genannte Umschaltung des Interpolationsschemas innerhalb von einer Simulation erfolgt aufgrund der unterschiedlichen Verbrennungsregime bei der Verbrennung in der Vorkammerzündkerze und dem Hauptbrennraum. Diese Unterschiede werden im Abschnitt 4.3.1 näher erläutert.

Das Interpolationsschema MINMOD Relaxed gewährleistet eine bessere numerische Stabilität, die für das relativ grobe Rechengitter der RANS-Simulationen kritisch ist. Die Genauigkeit von MINMOD Relaxed ist zwar geringer als bei der linearen Interpolation, erreicht aber ein akzeptables Niveau. AVL SMART ist etwas genauer als MINMOD Relaxed und wird für die Berechnung der Vorkammerverbrennung verwendet [65]. Die geringere numerische Stabilität von AVL SMART wird durch eine feinere Zeitdiskretisierung während der Verbrennung kompensiert. Für weitere Informationen zu den Interpolationsschemata MINMOD Relaxed und AVL SMART Bounded wird auf [65, 67] verwiesen.

2.3.3 Zeitdiskretisierung

Bei numerischen Strömungssimulationen wird die gesamte Simulationszeit in eine endliche Anzahl von Zeitschritten unterteilt. Die Diskretisierung der Gleichungen ermöglicht eine

geeignete Umwandlung der Terme der herrschenden Gleichungen in algebraische Ausdrücke [60]. Abbildung 13 zeigt ein Zeitdiskretisierungsschema mit klassischer Notation.

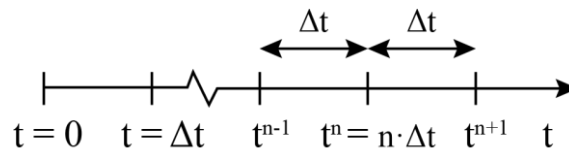


Abbildung 13 Schematische Darstellung einer Zeitdiskretisierung und typische Notation [69]

Dabei wird die Zeitskala nur in positiver Richtung erweitert, wobei die Werte der vorhergehenden Zeitpunkte t^n , t^{n-1} bereits bekannt sind und die Werte zum Zeitpunkt t^{n+1} auf Basis der bekannten Werte gesucht werden. [69]

Wie schon im Abschnitt 2.3.2 erwähnt, müssen zunächst die Geschwindigkeit und der Druck in jedem einzelnen Rechenknoten der Volumenelemente berechnet werden. Die meisten CFD-Codes verwenden dafür die PISO- bzw. SIMPLE-Methode oder deren Modifikationen, die zur Lösung des Druck-Geschwindigkeits-Kopplungsproblems entwickelt wurden. Diese Methoden sind die „gemischten“ Versionen der allgemeinen numerischen Methoden wie der impliziten oder der expliziten Euler-Methode. [59]

Die PISO-Lösungsmethode (eng. Pressure-Implicit with Splitting of Operators) zeichnet sich durch eine einmal pro Zeitschritt durchzuführende Lösung der Impuls- und Druckkorrekturgleichungen aus, so dass eine Verbesserung der Anfangsfehler durch Iteration nicht möglich ist. Die Behandlung von Quelltermen und variablen Fluideigenschaften ist ähnlich. Die PISO-Methode wird daher als nicht-iterative bezeichnet, bei welcher im Vergleich mit vollständig expliziten Methoden größere Zeitschritte angewendet werden. [59]

Die SIMPLE-Methode (eng. Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) ist die iterative Druckkorrekturmethode, bei der die Impuls- und die Druckkorrekturgleichung implizit gelöst werden, während die Geschwindigkeitskorrektur explizit gelöst wird [59]. Aus diesem Grund wird sie als "semi-implizite" Methode bezeichnet. Das Prinzip der SIMPLE-Methode ist in Abbildung 14 als Flussdiagramm dargestellt.

Das Verfahren beginnt mit der Startabschätzung bzw. der Definition der Anfangsbedingungen wie Druck und Temperatur; oder diese Variablen werden aus dem vorhergehenden Zeitschritt übernommen. Damit beginnt die äußere Iteration mit der Lösung der diskretisierten Impulsgleichungen auf der Basis des vorgegebenen Druckfeldes und ergibt das vorläufige Geschwindigkeitsfeld u_i^* . Dann wird aus u_i^* die Poisson-Druckkorrekturgleichung gelöst und das Druckfeld p' erhalten. [59]

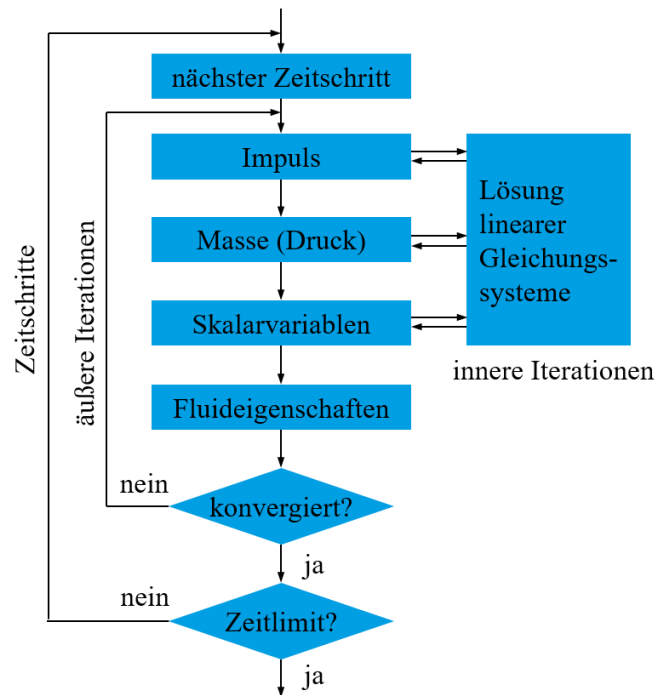


Abbildung 14 Prinzip der SIMPLE-Methode als Flussdiagramm [59]

Nun werden das Geschwindigkeitsfeld und das Druckfeld abwechselnd korrigiert, bis die Kontinuitätsgleichung erfüllt ist und das neue Geschwindigkeitsfeld u_i^{**} und das neue Druckfeld p^* berechnet werden. Diese iterative Lösung der linearen Gleichungssysteme wird als innere Iteration bezeichnet, wobei bei Bedarf auch die zusätzlichen Transportgleichungen für Temperatur, Turbulenzgrößen, chemische Spezies gelöst werden. Sind während der inneren Iteration alle Konvergenzkriterien erfüllt, so geht der Solver zum nächsten Zeitschritt über. Ist dies nicht der Fall, wird eine neue äußere Iteration gestartet, wobei die berechneten Druck- und Geschwindigkeitsfelder als neue verbesserte Anfangsbedingungen verwendet werden. [59]

Diese äußeren und inneren Iterationen bei impliziten bzw. semi-impliziten Methoden erhöhen den Rechenaufwand für jeden Zeitschritt, erlauben aber andererseits die Verwendung wesentlich größerer Zeitschritte als bei den expliziten Methoden. Bei den expliziten Methoden wird die Simulationszeit in viele deutlich kleinere Zeitschritte mit geringerem spezifischen Aufwand geteilt und durchgehend ohne Konvergenzkontrolle gelöst.

Die SIMPLE-Methode wird normalerweise mit Unterrelaxation verwendet. Die Unterrelaxation sorgt dafür, dass am Ende einer äußeren Iteration nicht der exakte Wert der Variablen, sondern ein reduzierter Wert für die nächste Iteration übernommen wird. Die Unterrelaxationsfaktoren können für verschiedene Variablen unterschiedlich gewählt und optimiert werden. Zum Beispiel wird der Unterrelaxationsfaktor für die Geschwindigkeit zwischen 0,6 und 1,0 und für den Druck zwischen 0,1 und 0,2 gewählt. Je kleiner der Wert, desto stabiler die Lösung und desto langsamer die Konvergenz. Jede Simulation hat ihre eigenen charakteristischen Besonderheiten und erfordert eine individuelle Optimierung, um einen Kompromiss zwischen Rechenzeit und Rechenstabilität zu finden [70]. Insbesondere bei

komplexen Simulationsmodellen muss die Bestimmung der einzelnen Unterrelaxationsfaktoren teilweise experimentell erfolgen.

Eine häufig verwendete Bezugsgröße ist die Courant-Friedrichs-Levy-Zahl (CFL). Sie ist die dimensionslose Größe, die das Verhältnis zwischen der Zeitschrittweite Δt und der Gitterzellengröße Δx multipliziert mit der maximalen auftretenden lokalen Geschwindigkeit v darstellt [71]:

$$CFL = \frac{v \Delta t}{\Delta x} \quad (2-17)$$

Physikalisch stellt die CFL-Zahl die Anzahl der Gitterzellen dar, die ein sich durch das Rechengitter bewegendes Fluidteilchen in einem Zeitschritt durchqueren kann. Bei expliziten Methoden ist es für die Stabilität der Simulation kritisch, dass die CFL immer und überall im Rechengitter < 1 ist. Es muss immer abgewogen werden, dass wenn es sich um eine turbulente Strömung mit sehr hohen Geschwindigkeiten handelt, eine feinere Gitterauflösung verwendet werden muss, um die Turbulenz besser abzubilden. Wenn aber die Zellen kleiner werden, muss auch der Zeitschritt entsprechend reduziert werden, damit der CFL den Wert 1 nicht überschreitet.

Da implizite Verfahren wie der SIMPLE-Algorithmus numerisch wesentlich stabiler sind, sind wesentlich größere CFL-Zahlen zulässig und Simulationen können manchmal mit $CFL > 1000$ stabil ablaufen [71].

Die SIMPLE-Methode ist für die Lösung transienter Aufgaben im Bereich der Verbrennungsmotoren besser geeignet, da sie deutlich robuster ist. Im Rahmen dieser Dissertation wird die SIMPLE-Methode verwendet, die die Möglichkeit bietet, relativ große Zeitschritte (im Bereich 0,1-0,2°KW bei $n = 1500 \text{ min}^{-1}$) zu verwenden.

2.3.4 Turbulenzmodellierung

Grundlegend können die Strömungen in laminare und turbulente Strömungsformen unterteilt werden. Die Grenze zwischen den beiden Strömungsformen ist fließend, man spricht von einem Übergangsbereich. Wenn die Stromlinien parallel zueinander verlaufen und einer geometriebedingten Hauptströmung folgen, spricht man von laminarer Strömung. Bei laminarer Strömung bewegt sich das Fluid schichtweise parallel zur Grenzgeometrie mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, wie Osborne Reynolds in seinem berühmten Farbfadenversuch von (1883) gezeigt hat. Eine turbulente Strömung zeichnet sich durch ausgeprägte Querbewegungen zur Hauptströmungsrichtung und das Vorhandensein fluktuierender Wirbelstrukturen aus. Solche turbulenten Strömungen reagieren empfindlich auf kleine Störungen, und eine bisher laminare Strömung geht im kritischen Bereich in eine turbulente Strömung über. [72, 73]

Zur Beschreibung laminarer und turbulenter Strömungen wird die Reynolds-Zahl verwendet, die wie folgt definiert ist:

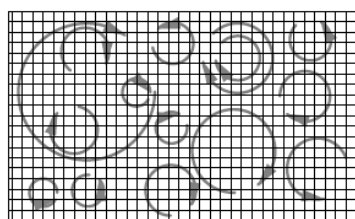
$$Re = \frac{u \cdot l}{\nu} \quad (2-18)$$

wobei u die charakteristische Geschwindigkeit, l – die charakteristische Länge und ν die kinematische Viskosität des Fluids ist. Die charakteristische Geschwindigkeit in einem Punkt des Strömungsfeldes ist proportional zur Anströmungsgeschwindigkeit und die charakteristische Länge eines Körpers kann je nach geometrischer Form unterschiedlich definiert sein. Im Fall der Umströmung einer Kugel entspricht die charakteristische Länge dem Kugeldurchmesser. [73]

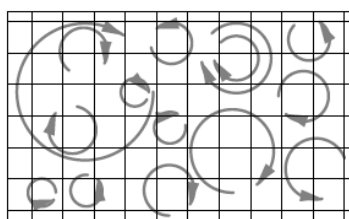
Grundsätzlich entspricht die Reynolds-Zahl Re dem Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräfte des Fluids. Die Zähigkeitskräfte des Fluids, die proportional zur Viskosität sind, wirken stabilisierend auf die Strömung. Tritt in einer laminaren Strömung eine Störung auf, so stabilisiert sich die Strömung aufgrund der überwiegenden Zähigkeitskräfte selbst und bleibt laminar. Nach der Überschreitung des kritischen Wertes, $Re_{krit} \approx 2300$ aufgrund des Überwiegens der Trägheitskräfte, beginnen die Turbulenzerscheinungen. [69]

Turbulente Strömungen sind aufgrund ihrer dreidimensionalen, instationären und dissipativen Fluktuationen auch heute noch nicht analytisch beschreibbar. Auch bei gleicher Geometrie und gleichen Randbedingungen können sich momentane Wirbelstrukturen bei mehrfacher Versuchsdurchführung unterscheiden und erst die Mittelung der Ergebnisse lässt die Strömungsstruktur erkennen. Eine turbulente Strömung weist im Vergleich zu einer laminaren Strömung höhere Energieverluste durch interne Querbewegungen auf. Solche Strömungen verlieren ihre in Strömungsrichtung gerichtete kinetische Energie durch große Wirbelstrukturen (Grobstruktur-turbulenz), die weiter in kleinere Wirbelstrukturen (Feinstruktur-turbulenz) zerfallen, bis sie sich schließlich vollständig in Wärme umgewandelt werden. [72]

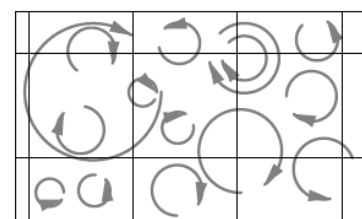
Je nach Problemstellung werden unterschiedliche Ansätze zur Turbulenzberechnung hinsichtlich der Gitterauflösung verwendet, die in Abbildung 15 veranschaulicht sind [72]. Je kleiner die interessierenden Wirbelstrukturen sind, desto feiner muss das Rechengitter sein.



a) Direkte Numerische Simulation



b) Large-Eddy-Simulation



c) Reynolds-gemittelte Simulation

Abbildung 15 Gitterauflösung zur Beschreibung turbulenter Wirbelstrukturen für verschiedene Ansätze zur Turbulenzbeschreibung [72]

Wenn die Erhaltungsgleichungen zur Beschreibung eines turbulenten Systems numerisch vollständig gelöst werden müssen, so ist eine extrem hohe Zellenzahl erforderlich, die mit Formel (2-19) abgeschätzt wird. [72]

$$N = 5^3 Re^{9/4} \quad (2-19)$$

Die Berechnungsmethode, bei der zur Beschreibung eines Strömungssystems die Erhaltungsgleichungen auch für kleinste turbulente Fluktuationen numerisch vollständig in Raum und Zeit gelöst werden, wird als Direkte Numerische Simulation (DNS) bezeichnet. Dabei wird die Turbulenz nicht vereinfacht modelliert, sondern direkt berechnet, was zu einem sehr hohen Rechenaufwand führt. Solche direkten Simulationen werden meist nur für akademische Untersuchungen an vereinfachten Systemen eingesetzt, z.B. um weniger aufwendige Simulationsmethoden wie die Reynolds Gemittelte Navier-Stokes Simulation (eng. Reynolds averaged Navier-Stokes - RANS) zu validieren. Das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte RANS-Simulationsmodell wird ebenfalls mit DNS in mehreren Schritten validiert. Mit der ständig steigenden Rechenleistung moderner Computer wird die DNS für die Lösung hochkomplexer Aufgaben auch für industrielle Anwendungen zugänglicher, bleibt aber weiterhin extrem rechenintensiv. [72]

Ein Kompromiss zwischen DNS und vollständiger Modellierung der Turbulenz ist die Large-Eddy-Simulation (LES). In einer LES werden die großskaligen Wirbelstrukturen direkt berechnet und die kleinskaligen Wirbel, die kleiner als die Gitterzelle sind, modelliert. Die Trennung, welche Wirbelstrukturen modelliert werden sollen und welche nicht, muss vom Anwender explizit festgestellt werden. [72]

Ein exemplarischer Vergleich des benötigten Rechenaufwandes für eine DNS und RANS-Simulation wird durch die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Simulationen gegeben. Dabei wurde die Strömung innerhalb von 2 ms in einer kleinen Vorkammerzündkerze mit einem Volumen von $1,5 \text{ cm}^3$ mit einer DNS und RANS-Simulation untersucht. Die DNS wurde auf dem Supercomputer „SuperMUC“ des Leibniz-Rechenzentrums in München auf 200 CPUs (Central Processing Unit) über einen Zeitraum von 5 Monaten durchgeführt, was einem Rechenaufwand von 720.000 CPU-Stunden entspricht. Die gleiche Simulation mit den gleichen Randbedingungen wurde auf einer industrietauglichen Workstation mit 16 CPUs über 48 Stunden gerechnet, was einem Rechenaufwand von 768 CPU-Stunden entspricht. Der Unterschied in der benötigten Rechenleistung ist fast 1000 mal größer. Trotz der Turbulenzmodellierung und der anderen Annahmen in RANS-Simulationen liefert das Simulationsmodell gute Ergebnisse, wenn das Modell vorher mit Experimenten bzw. einer DNS validiert wurde. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, ein RANS-Modell für die Berechnung der Motorprozesse mit einer Vorkammerzündkerze zu entwickeln und zu validieren.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein derartiges Simulationsmodell entwickelt, das es ermöglicht, eine Vorkammerzündung an beliebige Großgasmotoren zu adaptieren und den Versuchsaufwand bzw. die Entwicklungskosten zu minimieren. Die Reduzierung der Entwicklungskosten wird durch das Simulationsmodell gewährleistet, da die Vorkammerkonfiguration bzw. Vorkammergeometrie mit relativ geringerem Aufwand simulativ variiert werden kann.

Eine LES ist weniger aufwendig als eine DNS, aber immer noch aufwendiger als eine RANS-Simulation. Für die Auslegung der Vorkammerzündkerze ist eine vollständige Simulation in einer Vorkammerzündkerze und einem Hauptbrennraum zusammen erforderlich. Das Verhältniss von Vorkammer- zu Hauptbrennraumvolumen kann bis zu 1:300 betragen, wobei die Strömungs- und Verbrennungsvorgänge in den beiden Räumen von Bedeutung sind. Um die Vorgänge genauer abbilden zu können, muss die Zellengröße in der Vorkammerzündkerze deutlich kleiner werden.

Andererseits können die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten in der Vorkammer das Niveau der Schallgeschwindigkeit erreichen. Unter diesen Bedingungen muss die Zeitdiskretisierung deutlich reduziert werden, um die Genauigkeit und Rechenstabilität aufrechtzuerhalten. Eine LES und DNS eines solchen Systems erfordern enorme Rechenkapazitäten und sind daher für industrielle Anwendungen nicht sinnvoll.

Eine sinnvolle Lösung für dieses Problem ist eine RANS-Simulation mit der Möglichkeit, verschiedene Parameter einfach und schnell zu variiieren. Dazu wird ein RANS-Simulationsmodell im Rahmen dieser Dissertation mit Hilfe der DNS und Experimenten validiert und die Randbedingungen mit einer begleitenden 1D-Simulation generiert werden. Da der Schwerpunkt dieser Dissertation auf der RANS-Modellierung liegt, wird im Folgenden auf die RANS-Modellierung und verschiedene Turbulenzmodellierungsmethoden eingegangen.

2.3.5 Reynolds-Averaged Navier-Stokes Modellierung (RANS)

Für ingenieurtechnische Aufgabenstellungen ist eine vollständige quantitative Beschreibung der kleinen und großen Wirbelstrukturen meist weniger relevant und der damit verbundene deutlich höhere Rechenaufwand nicht angemessen. [59]. Bei RANS-Simulationen werden sowohl die groß- als auch die kleinskaligen Wirbelstrukturen modelliert, so dass eine sehr feine Volumenauflösung nicht erforderlich ist [74]. Diese Art der Turbulenzmodellierung ist wesentlich effizienter, wenn große transiente und komplexe Simulationsmodelle aufgebaut werden.

Bei einer RANS-Simulation handelt es sich um eine zeitliche Mittelung der Strömungsgrößen und eine Modellierung aller Turbulenzstrukturen. Die Strömungsgrößen ϕ werden in einen zeitlichen Mittelwert $\bar{\phi}$ und eine turbulente Schwankungsgröße ϕ' zerlegt (auch Reynolds-Zerlegung genannt) [59, 72]:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2-20)$$

Dabei werden die Strömungsgrößen als ein raumabhängiger Mittelwert $\bar{\phi} = f(x)$, der Hauptströmung, und eine zeit- u. raumabhängige Komponente $\phi' = f(x, t)$, die die Größenschwankungen wiedergibt, dargestellt. Werden die Strömungsgrößen aus der Kontinuitätsgleichung (2-3) und Impulserhaltungsgleichung (2-8) nach (2-20) in zwei Komponenten zerlegt, so werden nach einigen Umwandlungen die zeitabhängigen Variable

gekürzt und die turbulenten Fluktuationen durch Reynolds-Spannung dargestellt [75]. Die gemittelte Impulsgleichung für die Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Art:

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2-21)$$

an, wobei $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ die Reynolds-Spannung ist, welche zuerst ermittelt werden muss.

Bei der RANS-Modellierung handelt es sich um eine Approximation und nicht um eine exakte Lösung, so dass durch die Mittelung viel Information verloren geht. Diese Approximation ermöglicht jedoch eine Näherungslösung für hochkomplexe Systeme mit beweglichen Rechengittern, die mit den heute verfügbaren Rechenkapazitäten gefunden werden kann. [59, 75]

Die RANS-Gleichungen sind wegen der Einführung der Reynolds-Spannungen nicht geschlossen und enthalten mehr Unbekannte als Gleichungen [75]. Die Lösung dieses Problems erfordert eine weitere Approximation, welches mit zahlreichen Turbulenzmodellen gelöst wird. Die im Folgenden beschriebenen Turbulenzmodelle bieten eine Transformation an und haben die Aufgabe, die Reynolds-Spannungen je nach Aufgabenstellung durch mittlere Größen auszudrücken [72].

Die bekanntesten Turbulenzmodelle sind die auf der Einführung der Wirbelviskosität basierenden Modelle. Dabei handelt es sich um eine "künstliche" Viskosität, die den Turbulenzeffekt beschreibt und keine Stoffgröße ist. Solche Turbulenzmodelle werden als die Wirbelviskositätsmodelle (WVM) bezeichnet. Die molekulare Viskosität ist in ausgebildeten turbulenten Strömungen im Vergleich zur eingeführten turbulenten Viskosität klein und kann manchmal vernachlässigt werden [72]. WVM gehen davon aus, dass turbulente Fluktuationen analog zur Brownschen Bewegung der Gasteilchen sind. Die Fluktuationsgrößen $\bar{u}'_i$ und $\bar{u}'_j$ werden nicht direkt, sondern mit Hilfe des jeweiligen Turbulenzmodells in Abhängigkeit von den Geschwindigkeiten u , v und w berechnet. [59]

Die andere Gruppe der Turbulenzmodelle sind die Reynolds-Spannungsmodelle (RSM), die einerseits die Turbulenz anisotrop betrachten und andererseits dafür die Berechnung von sechs unabhängigen Reynolds-Spannungen benötigen. Damit sind allein für die Turbulenzbeschreibung insgesamt sieben Transportgleichungen zu lösen, was die Rechenzeit erheblich erhöht. Sie sind wesentlich ineffizienter als die Wirbelviskositätsmodelle (WVM) und werden hier nicht weiter betrachtet. [76]

Im Gegensatz dazu werden in den klassischen WVM wie $k - \varepsilon$ und $k - \omega$ -Turbulenzmodellen nur zwei partielle Differentialgleichungen (DGL) gelöst. Mit Hilfe dieser Differentialgleichungen werden die turbulenzrelevanten Variablen wie die turbulente kinetische Energie (TKE), die Dissipationsrate der TKE ε und die Wirbelstärke ω berechnet.

In Wirbelviskositätsmodellen wird die Reynolds-Spannung $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ in Form von Strömungsgrößen ausgedrückt, so dass die Impulsgleichung im Endeffekt gelöst werden kann. Betrachten wir eine Strömung entlang einer Wand. Wie bei der laminaren Strömung dissipiert auch bei der turbulenten Strömung der Impuls durch die Wandschubspannung τ_{viskos} (2-22)

2.3 Numerische Grundlagen

aufgrund der molekularen Fluidviskosität μ_{mol} und die Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht nimmt ab.

$$\tau_{viskos} = \mu_{mol} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-22)$$

In turbulenten Strömungen ist die Grenzschicht größer, da durch die Wirbel mehr Impuls in die Hauptströmungsrichtung verloren geht. Die Fluidteilchen bewegen sich zwischen den Schichten quer zur Strömungsrichtung und der Impuls bzw. die Energie wird in Richtung des Geschwindigkeitsgradienten übertragen. Dieser Effekt, hinsichtlich der Impuls- und Energieerhaltung, wird durch die Reynolds-Spannung wiedergegeben. Es wird angenommen, dass die Reynolds-Spannung proportional zum Geschwindigkeitsgradienten ist [76]:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} \sim \tau_{turb} \sim \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-23)$$

wobei die turbulente Viskosität μ_t die Proportionalitätskonstante ist. Diese Proportionalitätskonstante ist künstlich und wird je nach gewähltem Turbulenzmodell mit einer entsprechenden Formel für die turbulente Viskosität μ_t gefunden. Diese Proportionalitätskonstante beschreibt den Grad der Impuls- und Energiediffusion und je größer sie ist, desto größer sind die Grenzschicht und der Geschwindigkeitsgradient. $\overline{u'_i u'_j}$ werden nicht direkt berechnet, sondern über eine Beziehung zu den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten u_i und u_j modelliert [76]. Die Berechnung der turbulenten Viskosität wird im Folgenden für einige Turbulenzmodelle näher erläutert.

Nachdem die turbulente Viskosität μ_t mit einem der Turbulenzmodelle berechnet wurde, können die Reynolds-Spannungen nach der Wirbelviskositätshypothese (auch Boussinesq-Hypothese genannt) berechnet werden [59, 72]:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-24)$$

wobei δ_{ij} das Kronecker-Delta und k die turbulente kinetische Energie ist. Sie kann nach Formel (2-25) berechnet werden [77]:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \quad (2-25)$$

Nach der Wirbelviskositätshypothese wird die Reynolds-Spannung durch die mittleren Geschwindigkeitsgradienten und die turbulente Viskosität ausgedrückt, die dann durch Wirbelviskositätsmodelle modelliert wird.

Die Gleichung (2-24) ist eine kompakte Form des Ausdrucks die sowohl für die Normal- als auch für Schubspannungen gültig ist. Eine Umschaltung zwischen der Berechnung der Normalspannungen und der Schubspannungen ermöglicht das Kronecker-Delta [69].

$$\delta_{ij} \begin{cases} 1 & \text{für } i = j \\ 0 & \text{für } i \neq j \end{cases} \quad (2-26)$$

Das Kronecker-Delta nimmt den Wert $\delta_{ij} = 1$ an, wenn $i = j$ und Normalspannungen berechnet werden, und $\delta_{ij} = 0$, wenn $i \neq j$ und Tangentialspannungen berechnet werden [69]. Einige Details der verschiedenen Turbulenzmodelle werden in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

2.3.6 Wirbelviskositätsmodelle

Im Rahmen dieser Dissertation werden nur Wirbelviskositätsturbulenzmodelle mit zwei Transportgleichungen betrachtet. Sie sind numerisch stabiler, liefern genauere Ergebnisse und sind hinsichtlich der Rechengeschwindigkeit akzeptabel.

Die erste Transportgleichung (2-27) beschreibt die Dynamik der TKE und veranschaulicht die wichtigsten physikalischen Mechanismen in einer turbulenten Strömung im Rahmen des Reynolds-Mittelungsansatzes. Diese auch als k -Gleichung bezeichnete Gleichung ist eine der wichtigsten Gleichungen in der Turbulenzmodellierung und gilt in allgemeiner Form für die meisten Zweigleichungsturbulenzmodelle. [78]

$$\underbrace{\rho \frac{\partial k}{\partial t}}_{\mathcal{L}} + \underbrace{\rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\mathcal{C}} = \underbrace{g \overline{\rho u_i}}_{\mathcal{G}} - \underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\mathcal{P}} - \underbrace{\mu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2}}_{\rho \varepsilon} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \rho \overline{k' u_j} - \overline{p u_i} \delta_{ij} \right]}_{\mathcal{D}} \quad (2-27)$$

wobei die Terme die folgenden physikalischen Bedeutungen haben: $\mathcal{L}$ - lokale Änderung der TKE (k) in der Zeit; $\mathcal{C}$ - konvektiver Transport der TKE; $\mathcal{G}$ ist der Übergang der Energie der mittleren Strömung in die Turbulenz durch das Körpergewicht; $\mathcal{P}$ – der Produktionsterm, der die Entstehung der TKE durch Deformation der mittleren Strömung beschreibt (mit den anderen Worten - Übergang der Energie von der mittleren Strömung in die Turbulenz durch die Wirkung der Reynoldsspannungen); ε - Dissipationsrate von TKE in Wärme durch die Wirkung der Viskosität (Anmerkung: $\varepsilon > 0$ immer); $\mathcal{D}$ - diffusiver Transport von TKE (viskoser Transport, durch fluktuierende Geschwindigkeit und fluktuierenden Druck). [78]

Es ist zu beachten, dass $\overline{u'_i u'_j}$ aus dem Wirbelviskositätsmodell abgeleitet wird, um den Term $\mathcal{P}$ zu bestimmen, während ε aus der ε -Gleichung stammt, das im $k - \varepsilon$ -Modell näher betrachtet wird. Um die k -Gleichung (2-27) zu schließen, muss nur noch, die turbulente Diffusion durch die fluktuierende Geschwindigkeit $\rho \overline{k' u_j}$ und fluktuierenden Druck $\overline{p u_i}$ modelliert werden. Dies geschieht häufig durch den Ansatz der Gradienten-Diffusion (2-28). Die Modellierung erfordert in der Regel die Einführung eines oder mehrerer empirischer Koeffizienten, die aus experimentellen oder DNS-Daten bestimmt werden. [78]

$$-\rho \overline{k' u_j} - \overline{p u_j} = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (2-28)$$

In einigen Fällen oder allgemeinen Strömungssituationen können mehrere Terme der k – Gleichung (2-27) gleich Null oder vernachlässigbar klein sein. Es können mehrere Fälle identifiziert werden, in denen die k – Gleichung auf eine einfache Bilanz mit zwei Termen reduziert wird. Es gibt kein Turbulenzmodell, das die turbulente Strömung in allen Fällen ideal und effizient wiedergibt. Im Folgenden werden einige Turbulenzmodelle beschrieben, die die Turbulenz in bestimmten Aufgabenstellungen besonders gut und effizient abbilden, indem sie die entsprechenden Terme, bzw. Variablen durch Koeffizienten ersetzen und damit eine eigene Interpretation der Transportgleichung (2-27) haben. [78]

Standard $k - \varepsilon$ – Modell

In der Industrie wird das $k - \varepsilon$ – Modell am häufigsten für die Turbulenzmodellierung in den meisten CFD-Codes verwendet. Das Modell gibt die ausgeprägte wandferne Strömung gut wieder. Es liefert jedoch keine genauen Ergebnisse für die wandnahe Strömung. Dies betrifft beispielsweise die Simulation der turbulenten Strömung in Rohren und komplexen Geometrien sowie der Grenzschicht von Tragflügeln und die korrekte Vorhersage von Auftrieb und Luftwiderstand.

Dieser Nachteil wird durch die Verwendung zusätzlicher Wandfunktionen kompensiert. Das $k - \varepsilon$ – Modell ist numerisch stabil und wurde in einer Vielzahl von Strömungsszenarien wie Wärmeübertragung, Verbrennung und Zweiphasenströmungen getestet. Trotz verschiedener Schwächen des Modells, die in mehr als 50 Jahren der Anwendung und Validierung entdeckt wurden, wird allgemein anerkannt, dass das $k - \varepsilon$ – Modell in den meisten Situationen hinreichend realistische Vorhersagen der wichtigsten Eigenschaften der mittleren Strömung liefert [78]. Darüber hinaus wurden in diesen 50 Jahren einige Turbulenzmodelle entwickelt, wie z.B. das $k - \zeta$ – Modell, das eine Weiterentwicklung des $k - \varepsilon$ – Modells darstellt und noch schneller bzw. numerisch stabiler als das klassische $k - \varepsilon$ – Modell funktioniert.

Wie bereits erwähnt, ist das $k - \varepsilon$ – Modell ein Zweigleichungsturbulenzmodell, bei dem es sich um die Lösung zweier Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k (TKE) und die Dissipationsrate der TKE ε handelt. Dabei wird die Dissipationsrate der TKE ε aus der zweiten in die erste Transportgleichung implementiert und die übrigen Terme der ersten Transportgleichung werden mit Hilfe zahlreicher experimenteller Daten modelliert. Die erste Transportgleichung nimmt die gemäß der Gleichung (2-27) verkürzte Form an [78]:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \mathcal{G} + \mathcal{P} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-29)$$

und die zweite Transportgleichung wird wie folgt dargestellt:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \left(C_{\varepsilon 1} \mathcal{P} + C_{\varepsilon 3} \mathcal{G} + C_{\varepsilon 4} \rho k \frac{\partial u_k}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \varepsilon \right) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2-30)$$

Die empirisch abgeleiteten Konstanten der Gleichungen (2-29) und (2-30) sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2 Konstanten des $k - \varepsilon$ -Modells [78]

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$	σ_k	σ_ε	σ_ρ
0,09	1,44	1,92	0,8	0,33	1	1,3	0,9

Aus der Lösung der Transportgleichungen (2-29) und (2-30) ergibt sich die turbulente Viskosität, die wie folgt definiert ist [56]:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-31)$$

Nun kann die Reynolds-Spannung mit Hilfe der turbulenten Viskosität μ_t nach Formel (2-24) gefunden und die Impulsgleichung (2-21) geschlossen werden. Das $k - \varepsilon$ -Modell geht von einem Gleichgewicht zwischen Turbulenzentstehung und -dissipation aus [78].

Für weitere Informationen zur Erweiterung des $k - \varepsilon$ -Modells um eine Wandfunktion zur besseren Abbildung des wandnahen Bereichs wird der Leser auf [59, 77, 79] verwiesen.

Standard $k - \omega$ -Modell

Es ist darauf hinzuweisen, dass es mehrere Versionen des $k - \omega$ -Modells gibt, die zwar ähnlich sind, aber einige Unterschiede in den Modellkonstanten und Formeln aufweisen. Die Originalversion des $k - \omega$ -Modells wurde 1988 von Wilcox [80] vorgestellt und seitdem mehrfach modifiziert. Für eine Übersicht über die Versionen des $k - \omega$ -Modells von Wilcox wird der Leser auf [81] verwiesen. In dieser Arbeit wird nur die letzte Version des $k - \omega$ -Modells von Wilcox (2006) ohne Mischfunktion (eng. blending function) erläutert, die bei Bedarf einen Wechsel zum $k - \varepsilon$ -Modell erlaubt.

Sowohl ε als auch ω beschreiben die Dissipation der TKE. Im Gegensatz zum $k - \varepsilon$ -Modell wird beim $k - \omega$ -Modell die zweite Transportgleichung nicht für die Dissipationsrate der TKE, sondern für die spezifische Dissipationsrate der TKE berechnet. Der Ausdruck von ω durch ε lautet wie folgt:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (2-32)$$

Im Gegensatz zum $k - \varepsilon$ -Modell liefert das $k - \omega$ -Modell eine genauere Beschreibung der turbulenten Strömung im wandnahen Bereich und dieser Vorteil wird vor allem bei Strömungssimulationen in komplexen Geometrien und Rohren sowie in der Aerodynamik und

2.3 Numerische Grundlagen

in Turbomaschinen genutzt [78]. Außerdem wird keine Dämpfungsfunktionen wie in $k - \varepsilon$ –Modell benötigt und damit auch ein geringerer Rechenaufwand. Der wandferne Bereich wird jedoch schlechter wiedergegeben, weil das Modell empfindlich auf kleine Änderungen in der Freistromturbulenz reagiert. Schon eine kleine Änderung der Anfangsbedingungen der TKE in der freien Strömung führt zu einem großen Unterschied in der berechneten turbulenten Viskosität μ_t [82, 83].

Die erste Transportgleichung (2-33) des Modells ist sehr ähnlich wie die des $k - \varepsilon$ –Modells aufgebaut, mit der Ausnahme, dass die Dissipation der TKE durch ω ausgedrückt wird und eine neue Modellkonstante β^* eingeführt wird [81, 84]:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \mathcal{G} + \mathcal{P} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2-33)$$

Die zweite Transportgleichung (2-34) wurde durch den Querdiffusionsterm $\frac{\rho \sigma_{d1/2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$ in 1988 ergänzt. Darüber hinaus enthält Die zweite Transportgleichung die anderen modellspezifischen Konstanten und sieht wie folgt aus [78, 81]:

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma \omega}{k} \mathcal{G} + \frac{\gamma \omega}{k} \mathcal{P}_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\rho \sigma_{d1/2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2-34)$$

Die im $k - \omega$ –Modell eingeführten Modellkonstanten sind in Tabelle 3 zusammengefasst, wobei $\sigma_{d1/2}$ den Wert $\sigma_{d1} = 0$ annimmt, wenn der letzte Term negativ ist, und den Wert $\sigma_{d2} = 0,125$, wenn er positiv ist.

Tabelle 3 Konstanten des $k - \omega$ –Modells [78, 81, 84]

β^*	β	γ	σ_k	σ_ω	σ_{d1}	σ_{d2}
0,09	0,075	0,52	0,6	0,5	0	0,125

Im $k - \omega$ –Modell wird die turbulente Viskosität wie folgt beschrieben [85]:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2-35)$$

Zusätzlich dazu gibt es auch Hybridmodelle wie das $k - \omega$ SST-Modell, die nach der Einführung einer Mischfunktion (eng. blending-factor) die Gleichungen bzw. die Modellkonstanten aus dem $k - \varepsilon$ –Modell und dem $k - \omega$ –Modell in Abhängigkeit vom Wandabstand unterschiedlich „mischen“, so dass das vorteilhaftere Modell dominiert [86, 87]. Dies erlaubt eine Kompromisslösung für das oben genannte Problem mit der Abhängigkeit der Turbulenzmodellierung von den Randbedingungen in einer freien Strömung.

$k - \zeta - f$ – Modell

Das $k - \zeta - f$ – Wirbelviskositätsmodell wurde von Hanjalić und Popovac 2004 [88] vorgeschlagen und 2007 [89] aktualisiert. Das $k - \zeta - f$ – Modell zeigt eine gute Übereinstimmung mit DNS- und experimentellen Daten für turbulente Strömungen und Wärmeübergänge sowohl im wandfernen als auch im wandnahen Bereich, wodurch das Modell eine weite Verbreitung im Bereich der Verbrennungsmotoren verdient hat. Darüber hinaus weist das Modell eine gute numerische Stabilität auf und ist weniger empfindlich gegenüber Gitterunregelmäßigkeiten in komplexen Geometrien als das $k - \varepsilon$ – Modell [57]. Dieser Aspekt macht das $k - \zeta - f$ – Modell besonders attraktiv für den Fall von Verbrennungsmotoren, deren Simulation ein bewegliches Gitter erfordert, mit einer integrierten aktiv gespülten Vorkammerzündkerze, die eine komplexe Geometrie mit wandnahen Bereichen darstellen kann.

Das $k - \zeta - f$ – Modell wird in verschiedenen Quellen unterschiedlich bezeichnet. In der Literatur findet man auch die Bezeichnungen $\zeta - f$ und $k - \varepsilon - \zeta - f$, wobei es keine allgemein anerkannte Nomenklatur gibt. Die Diskrepanz zum Modelnamen erklärt sich dadurch, dass im $k - \zeta - f$ – Modell sowohl zwei konventionelle Transportgleichungen für k und ε als auch zwei neu eingeführte Gleichungen für ζ und f gelöst werden. Im Rahmen dieser Dissertation wird die Bezeichnung $k - \zeta - f$ – Modell verwendet, die von einem der Autoren des Modells, Kemal Handjalic, benutzt wird [78].

Dieses Modell wurde auf der Basis des $k - \varepsilon$ – Modells aufgebaut und aus dem elliptischen Relaxationskonzept $v^2 - f$ von Durbin [90] abgeleitet. Die Modelle $v^2 - f$ und $k - \zeta - f$ berücksichtigen, dass der wandnahe Bereich der Strömung anisotrop ist, was in der ursprünglichen k – Gleichung nicht berücksichtigt wird. Das elliptische Relaxationsmodell $v^2 - f$ (manchmal auch als $v^2 - f$ bezeichnet) gilt als eines der erfolgreichsten Turbulenzmodelle und zeigt eine sehr realistische Darstellung der Turbulenz sowohl im wandfernen als auch im wandnahen Bereich ohne Verwendung von Dämpfungsfunktionen. Erreicht wird dies durch die Einführung von zwei zusätzlichen Gleichungen für die Schwankungen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente $\overline{v^2}$ und für die elliptische Relaxation f [59, 78], die auch dem $k - \zeta - f$ – Modell zugrunde liegen.

Die Idee des $v^2 - f$ – Modells ist es, eine vereinfachte Charakterisierung der wandnahen Spannungsanisotropie mit ähnlichem Rechenaufwand wie beim klassischen $k - \varepsilon$ – Modell zu erhalten [91]. Unter vereinfachter Charakterisierung wird die Modellierung der Spannungsanisotropie ohne Rückgriff auf die rechenintensive Zweitmomentschließung verstanden. Die Anisotropie der Reynoldsspannungen wird in den beiden betrachteten Modellen nicht direkt berechnet, sondern durch die elliptische Relaxationsfunktion f modelliert. Das Modell zeigt auch für instationäre Strömungen eine erstaunliche Übereinstimmung mit DNS, LES und experimentellen Daten [59, 78, 92]. Die beiden Modelle $k - \zeta - f$ und $v^2 - f$ sind im Gegensatz zu den $k - \varepsilon$ – und $k - \omega$ – Modellen nichtlinear und gehören zur Klasse der nichtlinearen Wirbelviskositätsmodelle [78].

2.3 Numerische Grundlagen

Im $k - \zeta - f$ -Modell von Hanjalić et al. [88] wird anstelle der Gleichung für die Geschwindigkeitsschwankungen normal zur Stromlinie $\overline{v^2}$ die Gleichung für das Verhältnis der Geschwindigkeitsskalen ζ (2-36) verwendet [78, 93].

$$\rho \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} = \rho f - \frac{\zeta}{k} \mathcal{P} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\zeta} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right] \quad (2-36)$$

Mit den anderen Worten ist ζ das skalare Maß der Anisotropie [91] und beschreibt physikalisch das den Zusammenhang zwischen der wandnormalen Geschwindigkeitsschwankungen und der TKE k [89]:

$$\zeta = \frac{\overline{v^2}}{k} \quad (2-37)$$

Die Lösung der ζ -Gleichung anstelle der $\overline{v^2}$ -Gleichung würde zu den gleichen Ergebnissen führen, hat aber Vorteile hinsichtlich der numerischen Stabilität [78]. Die ζ -Gleichung (2-36) enthält kein ε , sondern einen Produktionsterm der TKE $\mathcal{P}$, der wesentlich einfacher exakt zu reproduzieren ist. Im Falle von ε , welches die $\overline{v^2}$ -Gleichung enthält, ist eine schlechte Reproduzierbarkeit im wandnahen Bereich nachteilig. [78]

Eine weitere Neuerung des $k - \zeta - f$ -Modells gegenüber dem $v^2 - f$ -Modell ist die Modifikation der Gleichung für die elliptische Relaxationsfunktion f [89]:

$$L^2 \nabla^2 f - f = \frac{1}{T} \left(C_1 - 1 + C_2 \frac{\mathcal{P}}{\rho \varepsilon} \right) \left(\zeta - \frac{2}{3} \right) \quad (2-38)$$

wobei T die Turbulenzzeitskala und L die turbulente Makrolängenskala ist, die die beschränkten Mengen (2-39) und (2-40) darstellen [88, 93].

$$T = \max \left[\min \left(\frac{k}{\varepsilon}, \frac{0,6}{\sqrt{6} C_\mu |S| \zeta} \right), C_T \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (2-39)$$

$$L = C_L \max \left[\min \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \frac{k^{1/2}}{\sqrt{6} C_\mu |S| \zeta} \right), C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right] \quad (2-40)$$

Aufgrund der Tatsache, dass ζ im wandnahen Bereich im Abstand von der Wand $y \rightarrow 0$ proportional zu y^2 ist, reduziert sich die f -Gleichung (2-36) für die Wandrandbedingungen bis auf die Bilanz zweier Terme und ist wie folgt definiert [78]:

$$f_w = -\frac{2\nu\zeta}{y^2} \quad (2-41)$$

Dies führt zu weiteren Verbesserungen der numerischen Stabilität, insbesondere für die Wandströmungen, die sich nicht im Gleichgewicht befinden (eng. non-equilibrium wall flows), z.B. aufgrund ungleicher Entstehung und Dissipation der TKE oder aufgrund von Strömungsablösung. Dies stellt numerisch einen erheblichen Unterschied zum $v^2 - f$ -Modell dar, allein aufgrund der Tatsache, dass $\zeta \sim y^2$ und nicht mehr $v^2 \sim y^4$ ist [78, 89]. Die Berechnungen der Strömung und des Wärmeübergangs in einem ebenen Kanal und in einem auftreffenden Strahl zeigen eine gute Übereinstimmung mit experimentellen und DNS-Daten [88].

Diese Modellverbesserungen spielen eine wichtige Rolle bei der Modellierung einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze, bei der während der Spülung die Gasstrahlen auf eine flache oder runde Oberfläche auftreffen. Noch einflussreicher sind diese Verbesserungen im Falle des Aufpralls von Vorkammerfackelstrahlen auf eine Hauptbrennraumwand, wo die Turbulenzmodellierung bei der Prädiktion der Flammenausbreitung eine übergeordnete Rolle spielt. Das Strömungsverhalten bzw. der Wärmetransport kann im Falle des Aufpralls oder Strömungsablösung mit Hilfe der Wandfunktionen noch besser abgebildet werden. Dies war bisher eine Schwäche des klassischen $k - \varepsilon$ -Modells, die bei der Modellierung komplexer Situationen wie Strömungsablösungen zu einer Verzerrung der Realität führen konnte.

Die f - und ζ -Gleichungen werden mit den leicht modifizierten k - (2-29) und ε -Gleichungen (2-30) des klassischen $k - \varepsilon$ -Modells ergänzt und geschlossen, [89] wobei der Koeffizient $c_{\varepsilon 1}$ nicht mehr $const = 1,44$ ist, sondern eine Funktion darstellt [89]:

$$C_{\varepsilon 1} = 1,4(1 + 0,012\sqrt{\zeta}) \quad (2-42)$$

Die obigen Gleichungen des $k - \zeta - f$ -Modells enthalten neue Modellkonstanten, deren Werte in Tabelle 4 zusammengefasst sind.

Tabelle 4 Konstanten des $k - \zeta - f$ -Modells [89]

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε	σ_ζ
0,22	$C_{\varepsilon 1} = 1,4(1 + 0,012\sqrt{\zeta})$	1,9	1	1,3	1,2
C_1	C'_2	C_T	C_L	C_η	α
1,4	0,65	6	0,36	85	0,045

Turbulente Viskosität wird wie folgt berechnet [93, 94]:

$$\mu_t = \rho C_\mu \zeta \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2-43)$$

Zur besseren Abbildung der Wandgrenzschicht bei der Verwendung des $k - \zeta - f$ -Modells wird häufig eine hybride Wandbehandlung (CWT – Compound Wall Treatment) verwendet, die auch von den $k - \zeta - f$ -Modellautoren Popovac und Hanjalic im Jahr 2007 [89] vorgeschlagen wurde. Dabei werden die Feldgrößen wie die TKE, die Wandschubspannung und Temperatur im wandnahen Bereich über eine Mischfunktion ähnlich wie bei hybriden Interpolationsschemen (siehe 2.3.2) berechnet. Diese Mischfunktion der CWT bestimmt in Abhängigkeit vom Wandabstand, in welchem Verhältnis die konventionelle Integration bis zur Wand (ItW – integration up to the wall) und die generalisierte Wandfunktion (GWT – generalized wall function) berücksichtigt werden [89].

Diese hybride Wandbehandlung der CWT zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit experimentellen und DNS-Daten bei der Lösung industrieller Strömungsprobleme mit einer schlechten Rechengitterqualität [89] und steht daher im Mittelpunkt dieser Dissertation. Darüber hinaus kann die CWT auch in Kombination mit anderen Turbulenzmodellen wie dem $k - \varepsilon$ Modell verwendet werden. Dabei ist zu beachten, dass die im Solver die Behandlung aller neu eingeführten Variablen explizit definiert wird.

2.3.7 Verbrennungsmodellierung

Eine direkte Berechnung der Verbrennung ist derzeit nicht möglich. Verbrennungsmodelle versuchen jedoch, die Verbrennungsvorgänge einzelner Verbrennungsregime unter vereinfachten Randbedingungen möglichst genau abzubilden. Ein Verbrennungsmodell berücksichtigt Einflussfaktoren wie die Ausbreitung der Flamme, die Geschwindigkeit der chemischen Reaktionen und den Wärmeübergang zwischen der Flamme und ihrer Umgebung. Beim Verbrennungsmotor ist die Verbrennungsmodellierung wesentlich aufwändiger, da die instationären und turbulenten Verbrennungsvorgänge in komplexen und beweglichen Rechengittern modelliert werden müssen. Daher eignen sich die meisten einfachen und wenig aufwendigen Verbrennungsmodelle nicht zur Übertragung auf Verbrennungsmotoren. [57]

Bei Verbrennungsmotoren handelt es sich um eine näherungsweise Beschreibung spezifischer Verbrennungsregime, und kein einzelnes Verbrennungsmodell kann alle Verbrennungsregime gleich gut beschreiben. Die meisten Verbrennungsvorgänge lassen sich einem dieser drei Verbrennungsregime zuordnen: Diffusionsverbrennung, Flammenfrontverbrennung und homogene Selbstzündung sowie deren Kombinationen. Die Diffusionsverbrennung repräsentiert die konventionelle Dieselverbrennung, bei der Kraftstoff und Oxidator zunächst ungemischt vorliegen und sich durch einen physikalischen Prozess vermischen, gefolgt von einer schnelleren chemischen Reaktion, was durch die Formel "gemischt = verbrannt" vereinfacht modelliert wird [57]. Die homogene Selbstzündung ist ein Verbrennungsverfahren, bei dem ein über den gesamten Brennraum gleichmäßig verteiltes Kraftstoff-Luft-Gemisch nicht durch einen Zündfunken, sondern durch Druck- und Temperaturerhöhung nahezu gleichzeitig zur Verbrennung gebracht wird. [10]

In unserem Fall liegt der Schwerpunkt auf Flammenfrontverbrennungsmodellen, da diese am besten geeignet sind, die vorgemischte Ottomotorverbrennung zu beschreiben. Bei der

Flammfrontverbrennung spielt insbesondere die turbulente Flammenausbreitung eine entscheidende Rolle. Diese hängt sowohl von der laminaren Flammengeschwindigkeit als auch von den Turbulenzparametern (wie z.B. von dem turbulenten Makrolängenmaß) ab. Eine reale turbulente Flammenentwicklung zeichnet sich durch eine große Menge der Unregelmäßigkeiten an der Flammenfront aus (siehe Abbildung 16). Das passiert, weil die turbulente Strömungsbewegung für die zahlreichen Verwirbelungen sorgt, die zu einer Verformung der laminaren Flammenfront führt. Dies resultiert in einer erweiterten Reaktionszone und beschleunigt die Flammenausbreitung. [9]

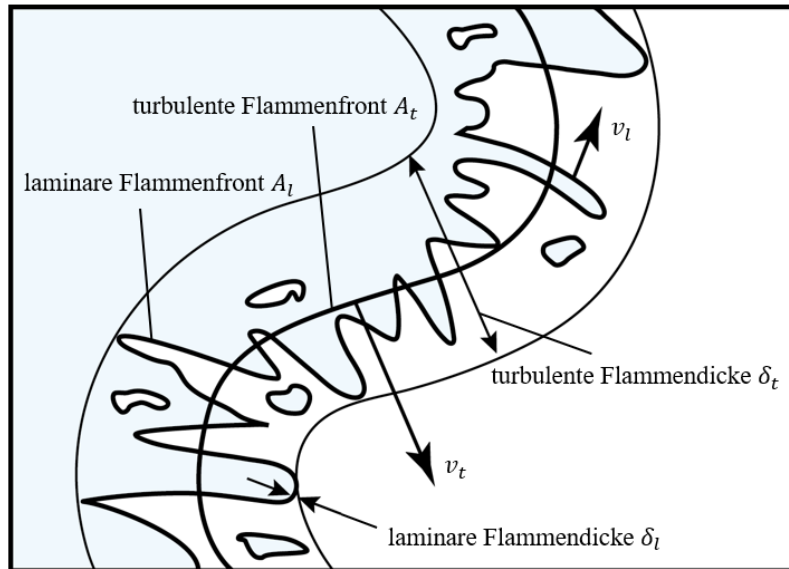


Abbildung 16 Laminare und turbulente Flammenausbreitung bei Flamelet-Verbrennungsregime [9]

Die laminare Flammenfront ist im Vergleich zur turbulenten Flammenfront sehr klein und liegt normalerweise im Bereich weniger Mikrometer. Die turbulente Flammenfrontdicke δ_t ist dagegen aufgrund der Faltung der Flamme und der Vielzahl der Reaktionszonen größer und liegt in der Größenordnung des turbulenten Makrolängenmaßes L_t (eng. integral length scale). [57]

Die korrekte Berechnung der Verbrennung ist durch Turbulenzmodellierung und die Volumendiskretisierung erschwert. Abbildung 17 zeigt den Unterschied zwischen experimentellen optischen Untersuchungen der Flammenfront (links) und der Berechnung der Verbrennungsentwicklung mit der gemittelten RANS-Simulation.

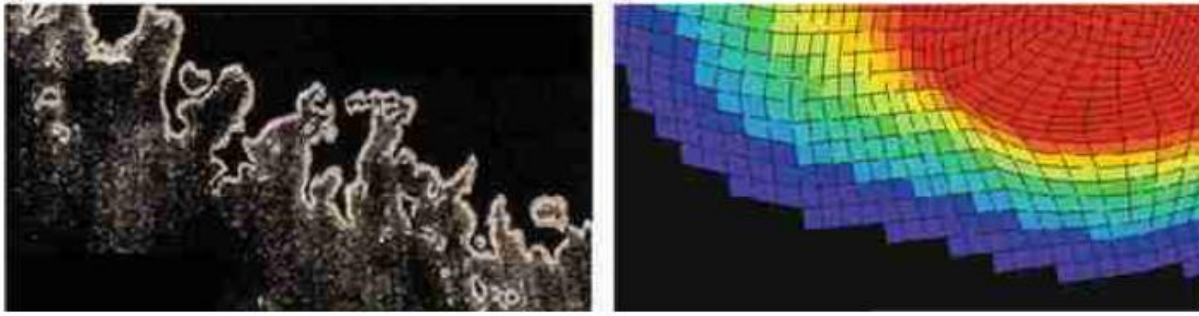


Abbildung 17 Experimentelle Untersuchungen zur Flammenentwicklung (links) und die Berechnung der Flammenentwicklung mit der gemittelten Simulation [57]

Wie in Abbildung 17 links zu sehen ist, ist die reale Flammenfront der turbulenten Verbrennung gefaltet und die numerische Berechnung mit den in der Industrie üblichen, relativ großen hexagonalen Zellen macht es schwierig, die Verbrennungsgeschwindigkeit richtig abzuschätzen. In diesem Kapitel werden nur die Verbrennungsmodelle betrachtet, die für homogene vorgemischte Verbrennung im Ottomotor relevant sind.

Klassifizierung und Zuordnung der Verbrennungsregimes

Zur Zuordnung und Klassifizierung verschiedener Verbrennungsregimes wird in der Verbrennungstechnik das Borghi-Peters-Diagramm verwendet, das bei der Beschreibung eines Verbrennungsprozesses hilft. Das Borghi-Peters-Diagramm ist ein Gebietsdiagramm, das einen Überblick über den Zusammenhang zwischen Turbulenz, chemischer Reaktion und Flammenausbreitung vermittelt [95]. Diese Klassifizierung basiert auf den Arbeiten von Rolando Borghi [96] und Norbert Peters [97] und dient zur Identifizierung der Bedingungen, unter denen bestimmte Verbrennungsphänomene auftreten (siehe Abbildung 18).

Das Borghi-Peters-Diagramm hilft, den Zusammenhang zwischen Turbulenz und chemischer Kinetik zu verstehen [98], dennoch vermittelt nur ein grundlegendes Verständnis der dominierenden physikalischen Prozesse. Die reale Verbrennung kann jedoch wesentlich komplexer sein und in einigen Fällen verschiedene Verbrennungsregime umfassen. Die Achsen der Diagramme stellen zwei dimensionslose, logarithmisch skalierte Größen dar. Einerseits die Turbulenzintensität bzw. die turbulenten Fluktuationen gegen der laminaren Flammengeschwindigkeit und andererseits das turbulente Makrolängenmaß gegen der laminaren Flammendicke. Der Einfluss der Turbulenz auf den Verbrennungsvorgang nimmt von unten nach oben im Diagramm im Vergleich zur Geschwindigkeit der chemischen Reaktion zu. Von links nach rechts nimmt die Größe der größten turbulenten Wirbel im Verhältnis zur laminaren Flammendicke zu.

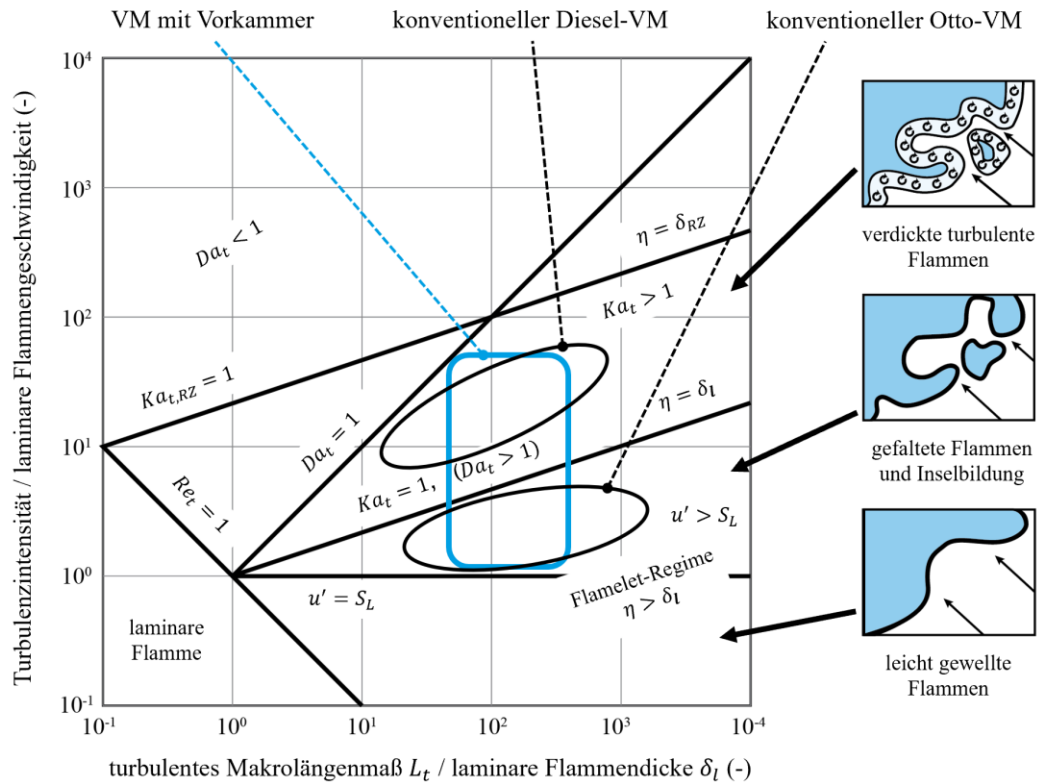


Abbildung 18 Borghi-Peters-Diagramm zur Klassifizierung der Verbrennungsregimes der vorgemischten turbulenten Verbrennung [96, 97, 99–102]

Ein solches Diagramm gibt Auskunft über die bei einer Verbrennung dominierenden physikalischen Prozesse und unterstützt bei der Entscheidung, mit welchem Verbrennungsmodell ein zu untersuchender Verbrennungsprozess genauer modelliert werden kann. Zur Abgrenzung der Zonen im Borghi-Peters-Diagramm werden dimensionslose Kennzahlen wie die turbulente Reynolds-Zahl Re_t , die Damköhler-Zahl Da_t und die Karlowitz-Zahl Ka_t eingeführt.

Die turbulente Reynolds-Zahl ist im Zusammenhang mit der Verbrennungsmodellierung zweckmäßig und gibt das Verhältnis der Turbulenzintensität zu den viskosen Kräften in einer turbulenten Strömung wieder. Dabei figuriert anstatt der charakteristischen Länge der klassischen Reynoldszahl das integrale turbulente Makrolängenmaß L_t (eng. integral length scale), welche die Größe der größten turbulenten Wirbeln widerspiegelt und wie folgt beschrieben wird [103]:

$$Re_t = \frac{u' L_t}{\nu} \quad (2-44)$$

Die Damköhler-Zahl Da_t ist das Verhältnis der Vermischungsrate τ_{mix} zur chemischen Zeitskala τ_{chem} (siehe Gl. 2-45). Physikalisch beschreibt sie das Größenverhältnis zwischen der Zeit, in der die Vermischung der Reaktionsprodukte stattfindet, und der Zeit, in der der chemische Umsatz des Kraftstoffs abläuft, und charakterisiert damit, ob die Verbrennung von der Chemie oder von der Vermischung dominiert wird [95].

$$Da_t = \frac{\tau_{mix}}{\tau_{chem}} = \frac{S_L L_t}{u' \delta_t} \quad (2-45)$$

Die Karlowitz-Zahl Ka_t beschreibt das Verhältnis der Zeitskala der laminaren Flamme τ_l , d.h. der Zeit, die eine Flamme benötigt, um die laminare Flammendicke einschließlich Vorwärmsschicht δ_l mit der laminaren Flammengeschwindigkeit S_L zu durchqueren, zur Kolmogorov-Zeit τ_η , welche die Dissipation der kleinsten Wirbel in thermische Energie angibt [103].

$$Ka_t = \frac{\tau_l}{\tau_\eta} = \frac{\delta_l}{\tau_\eta S_L} = \frac{\delta_l^2}{\eta^2} \quad (2-46)$$

Die Karlowitz-Zahl ist wichtig für das Verständnis, inwieweit bei gleicher chemischer Zusammensetzung eines Kraftstoff-Luft-Gemisches kleinste Wirbel den Kraftstoffumsatz beeinflussen. Diese Beeinflussung kann ein positiven als auch negativen Charakter haben. Darüber hinaus kann angenommen werden, dass bei $Ka_t < 1$, d.h. selbst die kleinsten vorhandenen Wirbel sind größer als die Dicke der Vorwärm- und Reaktionsschicht zusammen und die Turbulenz die chemische Reaktion direkt nicht beeinflusst, sondern nur die Flammenfront erweitert, was zu einer Beschleunigung der Verbrennung führt [98].

Die Karlowitz-Zahl Ka_t ist nicht zu verwechseln mit der Karlowitz-Zahl für Reaktionszonen $Ka_{t,RZ}$, wo die Dicke nur der Reaktionszone δ_{RZ} (auch innere Reaktionszone oder Reaktionsschicht genannt), in der die chemische Reaktion abläuft, anstelle der Summe der Reaktionszone mit der Vorwärmsschicht δ_l figuriert. Die Reaktionsschicht ist wesentlich schmäler als die Vorwärmsschicht [95]. Nach Peters [104] ist $Ka_{t,RZ}$, unter der Annahme, dass die kinematische Viskosität gleich der thermischen Diffusivität $\nu = D = S_L L_t$ ist, wie folgt definiert (zur detaillierten Herleitung von $Ka_{t,RZ}$ siehe Peters [95] S. 171):

$$Ka_{t,RZ} = \frac{\tau_{RZ}}{\tau_\eta} = \frac{\delta_{RZ}^2}{\eta^2} = \delta^2 Ka_t \quad (2-47)$$

wo δ – ein Größenverhältnis der Reaktionsschichtdicke δ_{RZ} zu laminaren Flammenfrontdicke einschließlich der Vorwärmsschicht δ_l ist. Dabei ist τ_η die Kolmogorov-Zeitskala und η die Kolmogorov-Länge, die die Länge der kleinsten Wirbel in turbulenter Bewegung wiedergibt. Die einzelnen Zonen im Borghi-Peters Diagramm (siehe Abbildung 18) repräsentieren die einzelnen Verbrennungsregime. Zur Beschreibung der Motorverbrennung mit einer Vorkammerzündung werden die Verbrennungsregime der gefalteten Flamme und der verdickten turbulenten Flamme näher erläutert und deren physikalische Bedeutung aufgelöst.

Gefaltete Flammen - der Bereich zwischen den Linien $Ka_t = 1$ und $u' = S_L$ im Borghi-Peters-Diagramm. In diesem Bereich gilt $Da_t > 1$, $Ka_t < 1$ und $u' > S_L$. Aus $Da_t > 1$ folgt, dass die Verbrennung mehr durch die chemische Reaktion und weniger durch Turbulenz dominiert

wird. Somit sind die Verbrennungseigenschaften des Kraftstoffs und des Kraftstoff-Luft-Gemisches von größerer Bedeutung als die Turbulenz. Außerdem wird die Turbulenzintensität größer als die laminare Flammengeschwindigkeit $u' > S_L$. Dabei deformieren turbulente Wirbel die Flammenfront und beschleunigen die Verbrennung durch Erweiterung der Flammenfrontfläche und nicht durch die Beeinflussung der Reaktionskinetik [98]. Aufgrund der unregelmäßigen Deformation der Flammenkontur durch die Turbulenz können sich so genannte Inseln bilden [98]. Je höher die Turbulenzintensität, desto stärker ist die Faltung der Flammenfront und desto größer ist die Wahrscheinlichkeit der Inselbildung.

Die Zone der gefalteten Flammen wird von oben durch die Linie der Karlowitz-Zahl $Ka_t = 1$ begrenzt, d.h. im Bereich unter dieser Linie können kleinste Turbulenzwirbel (Kolmogorov-Größe) weder in die Reaktionszone noch in die Vorwärmzone eindringen und zu einem lokalen Flammenlöschen führen [95, 98]. Die Verbrennung findet dann in einer quasilaminaren Flammenfront statt, wobei die Erhöhung der Turbulenzintensität diese Flammenfront stärker faltet, die quasilaminare Flammenfront vergrößert und damit die Verbrennung beschleunigt. Unter solchen Bedingungen können Flamelet-Modelle wie CFM und ECFM-3Z eingesetzt werden, deren Genauigkeit mit der Verringerung der Karlowitz-Zahl zunimmt. Die beiden Verbrennungsmodelle werden weiter unten näher erläutert.

Die Anwendung von Flamelet-Modellen ist vor allem dadurch möglich, dass die laminare Flammenfront als vernachlässigbar dünn angenommen wird und die chemische Reaktion unabhängig von Turbulenzen berechnet werden kann. Dabei stellt die Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der Flammenfront den integrierten Mittelwert dar und wird nur in Abhängigkeit von Druck, Temperatur, Brennstoff-Luft-Verhältnis und Restgasgehalt berechnet [57, 101]. Durch diese Vereinfachung kann die Berechnung der Verbrennung vereinfacht bzw. beschleunigt werden. Das Flamelet-Modell ECFM-3Z kann damit die konventionelle vorgemischte Otto-Brennverfahren sehr gut nachbilden, da die obere Grenze $Ka_t = 1$ normalerweise nicht überschritten wird.

Verdickte turbulente Flammen – der Bereich liegt oberhalb der Linie $Ka_t = 1$ und wird von oben durch die Linien $Ka_{t,RZ} = 1$ und $Da_t = 1$ begrenzt. Dies ist der Bereich mit höherer Turbulenzintensität, in dem ihr Einfluss deutlich an Bedeutung gewinnt, aber gemäß der $Da_t > 1$ die chemische Reaktion immer noch schneller ist als die Bewegung der Turbulenzwirbel. Die Flammenstruktur besteht im Wesentlichen aus der Vorwärmzone und der Reaktionsschicht, die deutlich kleiner als die Vorwärmzone ist. Die Zone der verdickten turbulenten Flammen liegt zwischen den Linien $Ka_t = 1$ und $Ka_{t,RZ} = 1$, was physikalisch bedeutet, dass die kleinsten turbulenten Wirbel mit der Kolmogorov-Größe η in die Vorwärmzone eindringen können [95], aber nicht in die Reaktionsschicht, wo die chemische Reaktion stattfindet. Einerseits vergrößern die kleinsten Wirbel die Vorwärmzone, andererseits können sie die Reaktionszone innerhalb der Flamme falten und vergrößern. Die Dicke der Flammenfront nimmt unregelmäßig zu und die Anwendung der Flamelet-Annahme kann bei diesem Verbrennungsregime zu größeren Abweichungen von der Realität führen. Außerdem wird der diffusive Austausch der Reaktions- und Vorwärmzone verstärkt [95], aber die Flamme

stellt immer noch eine Konfiguration dar, bei der das verbrannte Gas vom unverbrannten Gemisch getrennt wird [105].

Bei weiterer Erhöhung der Turbulenzintensität überschreitet man auch die Linie $Ka_{t,RZ} = 1$ und die kleinsten Turbulenzwirbel werden kleiner als die Reaktionsschichtdicke. Dies bedeutet, dass die Turbulenz nun auch die chemische Reaktion beeinflusst und für den Kraftstoffabbau wichtige Reaktionsprodukte und Radikale aus der Reaktionszone ausgetragen werden können, was zum lokalen Erlöschen der Flamme führen kann [95]. Je nach Bedingungen kann ein solches lokales Erlöschen der Reaktionszone zum Erlöschen der gesamten Flammenfront beitragen. Die Zone oberhalb der Linie $Ka_{t,RZ} = 1$ wird in verschiedenen Quellen als „gelöschte Reaktionszonen“ oder „Stirred Reactor“ bezeichnet. Dieser Zone ist jedoch für Verbrennungsmotoren schwer zu erreichen und erfordert eine drastische Erhöhung der Turbulenzintensität oder eine Abmagerung des Kraftstoff-Luft-Gemisches, so dass die laminare Flammengeschwindigkeit reduziert wird. [95]

Flammenflächenmodelle (CFM)

Flammenflächenmodelle (engl. Coherent Flame Models - CFM) – ist eines der heute am weitesten verbreiteten Verbrennungsmodelle zur Beschreibung des vorgemischten Verbrennungsregimes und es gibt zahlreiche „Ableitungen“ und Verbesserungen des Modells, die den einen oder anderen Aspekt berücksichtigen. In CFM wird der Begriff der Flammenfrontdichte Σ (engl. flame surface density) eingeführt. Diese Flammenfrontdichte erlaubt die Berücksichtigung der Faltstruktur der Flammenfront, was besonders für grobe Rechengitter wichtig ist. In der CFM wird angenommen, dass die Turbulenz die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nicht direkt beeinflusst, sondern die Flammenfront stärker faltet bzw. die Flammenfrontdichte erhöht [57]. Dazu wird eine Transportgleichung (2-44) für die Flammenfrontdichte Σ (Flammenfläche pro Volumeneinheit) oder für die spezifische Flammenfrontdichte $\sigma = \Sigma/\rho$ eingeführt: [57, 106, 107]

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{u}_j \Sigma) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} \right) = S_\Sigma = S_g - S_a + S_{LAM} \quad (2-48)$$

wobei $\bar{u}_j$ die mittlere Strömungsgeschwindigkeitskomponente, σ_Σ die turbulente Schmidt-Zahl, S_g die Entstehung der Flammenfrontfläche durch turbulente Ausdehnung, S_a die Reduktion der Flammenfrontfläche aufgrund der Verbrennung des Kraftstoffes, S_{LAM} - Beitrag der laminaren Flammenausbreitung zur Erzeugung der Flammenfrontdichte.

Ein turbulentes vorgemischtes Verbrennungsregime wird durch verschiedene Eigenschaften wie die chemische oder turbulente Zeitskala T , die turbulente Makrolängenskala L (auch turbulentes Makrolängenmaß genannt) und die Turbulenzintensität definiert. Zeitskalen stellen einen Zeitraum dar, in dem ein bestimmter Prozess abläuft, und dienen als Maßstab, um verschiedene Wechselwirkungen zu bewerten. Beispielsweise bezieht sich die chemische Zeitskala τ_{chem} bei Verbrennungsmodellen auf die Zeit, die bestimmte chemische Reaktionen

innerhalb der Verbrennung benötigen. Die turbulente Kolmogorov-Zeitskala bezieht sich dagegen auf die Zeit, in der die kinetische Energie der kleinsten turbulenten Wirbel in Wärme dissipiert wird [107]. Darüber hinaus helfen die Zeitskalen bei der Klassifizierung der Verbrennungsregime.

In konventionellen Ottomotoren ist die chemische Zeitskala kleiner als die turbulente Zeitskala und somit die dominante Zeitskala. [57]. Unter der Annahme, dass in Ottomotoren die chemischen Zeitskalen im Vergleich zu den turbulenten Zeitskalen kleiner sind, kann das CFM-Modell angewendet werden. CFM ist sowohl für vorgemischte als auch für manche nicht vorgemischte Verbrennung anwendbar und basiert auf einem Flamelet-Konzept [101], bei dem die laminare Flammengeschwindigkeit S_l und die laminare Flammenfrontdicke δ_l entlang der Flammenfront integrierte Mittelwerte sind und nur von Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung abhängen. Ein solches Modell ist attraktiv, da es eine entkoppelte Behandlung von Chemie und Turbulenz ermöglicht, was die Berechnung wesentlich vereinfacht. [107]

Alle Flamelet-Modelle gehen davon aus, dass die Reaktion in relativ dünnen Schichten stattfindet, die das frische unverbrannte Gas vom vollständig verbrannten Gas trennen. Dabei wird angenommen, dass die Dicke der laminaren Flammenfront kleiner ist als die kleinste Längenskala der turbulenten Strömung [101] und es gilt $Ka_t < 1$ (detaillierter siehe „Klassifizierung und Zuordnung der Verbrennungsregimes“ oben). Daher kann die durch Turbulenz aufgefaltete Flammenfront als laminare Flamme betrachtet werden. [10]. Unter dieser Annahme wird Kraftstoffverbrauchsrate $\overline{\rho r_{fu}}$ als Produkt der Flammenfrontdicke Σ und der mittleren laminaren Kraftstoffverbrauchsrate pro Flächeneinheit entlang der Flammenfront ω_L berechnet [107]:

$$\overline{\rho r_{fu}} = -\Sigma \omega_L \quad (2-49)$$

Darüber hinaus gibt es eine Erweiterung des CFM-Modells für den Fall der mageren Verbrennung, die Gegenstand dieser Dissertation ist. Dabei wird ω_L als Funktion der laminaren Verbrennungsgeschwindigkeit S_l und der partialen Kraftstoffdichte im unverbrannten Gas $\rho_{fu,fr}$ dargestellt:

$$\omega_L = S_l \rho_{fu,fr} \quad (2-50)$$

$$\rho_{fu,fr} = \rho_{fr} y_{fu,fr} \quad (2-51)$$

wobei ρ_{fr} die Dichte des unverbrannten Gases und $y_{fu,fr}$ die Massenkonzentration des Kraftstoffs im unverbrannten Gas ist [107].

Wie bereits erwähnt, gibt es einige Verbesserungen der ursprünglichen CFM. Hier wird nur das neueste Modell, das für die vorgemischte magere Verbrennung relevant ist, kurz erläutert.

Verbrennungsmodell ECFM-3Z

Das Verbrennungsmodell ECFM-3Z wurde von Colin et al. 2003 [108] vorgeschlagen und 2004 [109] verbessert. ECFM-3Z (E steht für extended/erweitert; 3Z steht für 3 Zonen) ist eines der spezialisierten CF-Modelle, das einerseits sehr gut an das Regime der gefalteten Flamme bei turbulenter vorgemischter Verbrennung adaptiert ist und andererseits die anderen Regimes, die bei Vorkammerzündung auftreten, besser als das ursprüngliche Modell abbildet. [100]. Das ursprüngliche CF-Modell stellt eine vorgemischte Verbrennung gut dar, hat aber wie alle anderen Modelle seine Grenzen. Beim konventionellen Ottobrennverfahren breitet sich die Flamme in einem vorgemischten, homogenen und meist stöchiometrischen Kraftstoff-Luft-Gemisch aus, bei dem die Verbrennung im Vergleich zum Dieselmotorenverfahren weniger durch Turbulenzen beeinflusst wird. Das ursprüngliche CF-Modell ist dort eingeschränkt, wo die Flammenstruktur stark durch Turbulenzen geprägt ist [57] und außerhalb des Flamelet-Regimes (siehe Abbildung 18) liegt. Ein Beispiel für ein solches Szenario ist, wenn die Fackelstrahlen aus einer Vorkammer in den Hauptbrennraum eintreten und dort eine starke turbulente Bewegung verursachen. Dabei gewinnt die Turbulenz gegenüber der chemischen Reaktion an Bedeutung.

ECFM-3Z ist in der Lage, eine Vielzahl von Verbrennungsregimen zu modellieren, darunter vorgemischte turbulente, inhomogene und Diffusionsverbrennung [57]. Dies ist besonders nützlich für Motoren, bei denen verschiedene Verbrennungsregimes gleichzeitig auftreten können, wie dies bei der Vorkammervverbrennung der Fall ist. Einige Verbrennungsmotoren, z. B. die Motoren mit Vorkammerzündung, arbeiten teilweise außerhalb eines Verbrennungsregimes. Im Rahmen dieser Dissertation wird untersucht, ob das erweiterte Verbrennungsmodell ECFM-3Z in der Lage ist, die Verbrennung mit Vorkammerzündung abzubilden und welche Schwierigkeiten vorliegen.

Daher ist bei Überschreitung der Flamelet-Zone eine umfassende Verwendung von tabellierten lokalen Flammenausdehnungsfaktoren für die Simulation der Verbrennung mit ECFM-3Z erforderlich. [57, 100]

Das ECFM-3Z unterstützt sowohl Selbst- als auch Fremdzündung. Das Vorgängermodell ECFM ermöglicht eine genaue Reproduktion der lokalen Eigenschaften von Frischgas und verbranntem Gas auch bei starker lokaler Kraftstoffschichtung [109]. Das ECFM Modell wurde erfolgreich in Ottomotoren eingesetzt [110–112]. Das ECFM-3Z wurde ursprünglich entwickelt, um auch die Modellierung der Dieselmotorenverbrennung zu ermöglichen, kann aber weiterhin die Vorteile des ECFM für homogene und inhomogene Ottomotoren nutzen. Um das Modell an die ungemischte Verbrennung für die Anwendung bei Dieselmotoren anzupassen, wurde eine Beschreibung des Mischungszustands hinzugefügt. Jede Zelle wird durch drei Mischzonen dargestellt: eine Zone mit reinem Brennstoff, eine Zone mit reiner Luft bzw. möglichen Restgasen und eine Mischzone (siehe Abbildung 19), in der das ursprüngliche ECFM-Verbrennungsmodell angewendet wird. In Abbildung 19 wird ein Mischungsmodell vorgestellt, das eine fortschreitende Vermischung des ursprünglich unvermischten Kraftstoffs und der Luft ermöglicht [109]. Dieses Konzept ermöglicht die Beschreibung des

Verbrennungsfortschritts innerhalb jeder Zelle und stellt eine deutliche Verbesserung gegenüber der einfachen Diffusionsverbrennung für Dieselmotoren dar, die zu Beginn des Kapitels erwähnt wurde.

Die drei oben genannten Zonen werden um drei weitere Zonen erweitert, wobei zwischen unverbrannt und verbrannt unterschieden wird. Die Anwendung des Modells zur Berechnung der Vorgänge in Verbrennungsmotoren erfordert die Modellierung der Selbstzündung in Verbindung mit der Beschreibung von Vormisch- und Diffusionsflammen. Die Selbstzündung wird wie folgt modelliert, während die Beschreibung der turbulenten Vormischflamme durch das ECFM gegeben ist. [113]

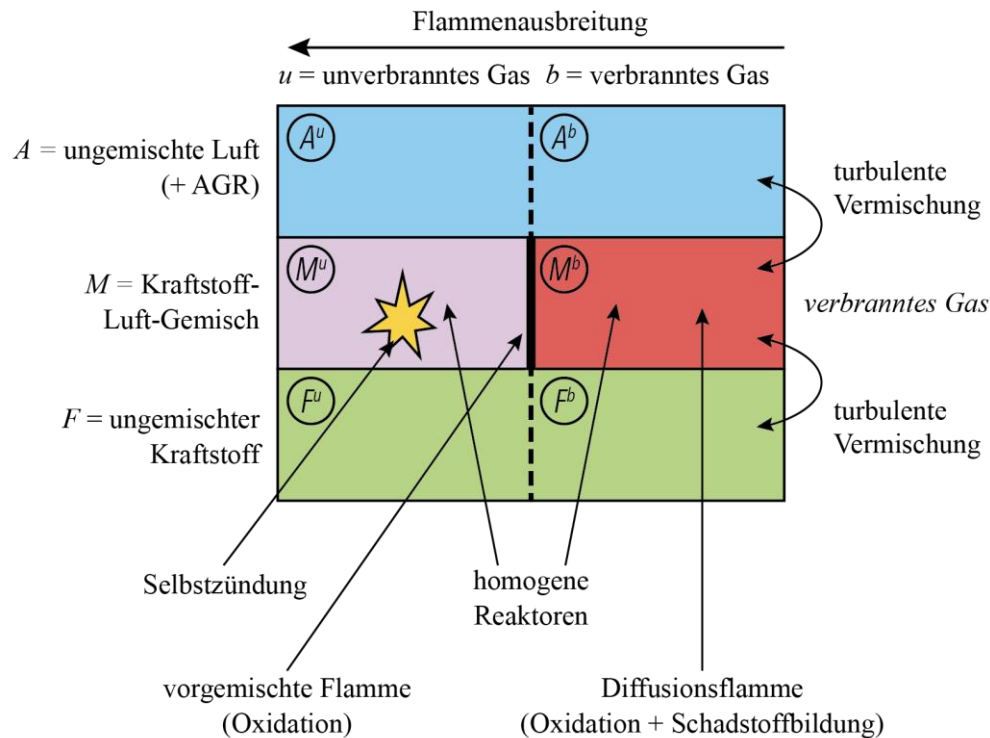


Abbildung 19 Eine in Zonen geteilte Gitterzelle in ECFM-3Z Modell [109]

Das 3-Zonen-Modell unterstützt auch die gleichzeitige Nutzung mehrerer Kraftstoffe. Sie können z.B. als Mischung der verschiedenen Kohlenwasserstoffverbindungen vorgelegt werden [114, 115], oder als Dual Fuel parallel mit anderen Brennstoffe wie Wasserstoff [116], Ammoniak oder synthetischen Kraftstoffe verbrannt werden [117]. In der aktuellen Version der kommerziellen Software AVL FIRE M ist es möglich, die Kraftstoffzusammensetzung, der Zündverzug bzw. die laminaren Flammengeschwindigkeiten selbst zu definieren und die Verbrennung mit dem ECFM-3Z zu modellieren [117].

Darüber hinaus verwendet ECFM-3Z Modell eine detailliertere Beschreibung der Verbrennungskinetik bzw. erweiterte chemische Mechanismen, die eine genauere Vorhersage der Verbrennungsprodukte ermöglichen. Außerdem kann das Modell mit Modellen für die Bildung von Stickoxiden (NO_x) kombiniert werden, was für die Vorhersage der Emissionen der mageren Erdgasmotoren von großer Bedeutung ist. [114]

Der andere wichtige Aspekt für magere Erdgasmotoren, der durch das ECFM-3Z-Modell abgedeckt wird, ist eine bessere Berücksichtigung der Flammenverlöschung. ECFM-3Z kann Flammenlöschphänomene besser berücksichtigen, die in realen Verbrennungssystemen auftreten können, insbesondere bei überstöchiometrischen Gemischen oder hohen Drücken. [114]

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Verbrennungsmodell ECFM-3Z eines der vielversprechendsten Modelle im Bereich der Verbrennungsmotoren ist, das derzeit auf dem Markt ist, ständig weiterentwickelt wird und eine der besten Lösungen für ein breites Spektrum von Verbrennungsregimen bietet.

Flammenausdehnung und Flammenausdehnungsfaktor in ECFM-3Z

Das Verbrennungsmodell ECFM-3Z wird häufig für die Berechnung turbulenter Flammen in dem Flamelet-Regime eingesetzt. Dabei wird die Flammenausbreitung vor allem durch die Turbulenz beeinflusst. Jedoch spielen die chemischen und thermodynamischen Eigenschaften des Kraftstoff-Luftgemisches, wie z.B. die laminare Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, eine wichtige Rolle, deren Bedeutung mit der Entwicklung der Flammenflächenmodelle zugenommen hat.

Nach Candel et al [118] ist die Flammenausdehnung definiert als Flammenausdehnungsrate pro Flammenfrontfläche:

$$K = \frac{dA}{dt} \frac{1}{A} \quad (2-52)$$

Zur Vorhersage dieser Flammenausdehnung wird eine rein laminare und eine turbulente Komponente betrachtet, die wiederum durch die Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit beeinflusst wird. Die Flammenausdehnung bestimmt das Wachstum der Flammenfrontfläche durch drei Prozesse: Flammenausdehnung durch laminare Ausbreitung, durch turbulente Ausbreitung und durch Flammenlöschung aufgrund des Kraftstoffumsatzes [107, 119, 120]:

$$S_{\Sigma} = S_{LAM} + S_g + S_a \quad (2-53)$$

wobei S_{LAM} - Beitrag der laminaren Flammenausbreitung zur Erzeugung der Flammenfrontdichte, S_g - die Entstehung der Flammenfrontfläche durch turbulente Ausdehnung, S_a - Reduktion der Flammenfrontfläche durch Kraftstoffverbrennung darstellt. Der Beitrag der laminaren Flammenausbreitung S_{LAM} ist wie folgt definiert [107]:

$$S_{LAM} = P + C + S \quad (2-54)$$

wobei der P -Term die Flammenausbreitung basierend auf der laminaren Flammengeschwindigkeit, der C -Term die Entstehung und Verkleinerung der

Flammenfrontfläche durch Krümmung und der S -Term die Spannung der Flamme durch alle Turbulenzstrukturen berücksichtigt [107].

Der entscheidende Punkt ist die Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit, die im Wesentlichen von Druck, Temperatur, Kraftstoffzusammensetzung, AGR-Rate und Kraftstoff-Luft-Verhältnis abhängt. Es gibt verschiedene Korrelationen, wie z.B. die von Metghalchi und Keck [121], die auf empirischen Daten basieren und nur in einem bestimmten Bereich die Aussagen zulassen und in der Regel in Standard-CF-Modell eingesetzt werden. Diese Korrelationen sind begrenzt durch bestimmte Druck- und Temperaturbereiche und λ zwischen ca. 0,59 und ca. 1,66 in Abhängigkeit vom eingesetzten Kraftstoff [121, 122]. Spätere Versionen von CF-Modellen wie ECFM-3Z erweitern zwar den Gültigkeitsbereich von Lambda bis 2,0 und darüber hinaus mit Hilfe der linearen Funktion, bringen aber Unsicherheiten mit sich, je magerer das Gemisch wird. Außerdem zeigen einige Studien, dass die Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit aus detaillierten Reaktionsmechanismen bessere Ergebnisse liefert als die empirischen Korrelationen von Metghalchi und Keck [122]. Eine weitere Alternative ist die direkte Verwendung der empirischen Daten und eine anschließende Extrapolation.

Alle verfügbaren Verfahren sind mit Unsicherheiten und Abweichungen von der Realität behaftet, insbesondere ab $\lambda = 1,6 - 1,8$, wobei die Abweichungen von der Realität umso größer sind, je magerer das Kraftstoff-Luft-Gemisch ist. Dies wird als Hauptschwäche der Methode angesehen, da Daten für hohe Drücke und magere Methanverbrennung nicht verfügbar sind. Im Rahmen dieser Dissertation zeigte die Methode mit AVL-Datenbasis und weiterer linearer Extrapolation eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Turbulenz

Der Beitrag zur Entstehung der Flammenfrontfläche durch turbulente Ausdehnung S_g (vgl. Gl. 2-53) wird wie folgt definiert:

$$S_g = \alpha K \Sigma \quad (2-55)$$

wobei K die mittlere Flammenausdehnung, Σ die Flammenfrontdichte und α die Modellkonstante ist. Der Term S_g ist entscheidend für die turbulente Verbrennung und hat den größten Einfluss auf die Erzeugung der Flammenfrontfläche und damit auf die Flammenfrontdichte [122].

Mit Hilfe des ITNFS-Modells (Intermittent Turbulence Net Flame Stretch) von Meneveau & Poinsot [119] werden die chemischen Eigenschaften des Brennstoffs, wie z. B. die laminare Flammengeschwindigkeit und die Brennstoff-Luft-Konzentration, einen geringeren Einfluss auf die Flammenausdehnung haben. In diesem Zusammenhang wurde die Flammenausdehnung wie folgt definiert [119]:

$$K = K_t = \frac{\varepsilon}{k} C_t \quad (2-56)$$

$$C_t = f\left(\frac{u'}{S_l}, \frac{L_t}{\delta_l}\right); \quad (2-57)$$

mit k und ε als bekannte Turbulenzparameter wie TKE und Dissipationsrate der TKE sind und C_t als Korrekturfunktion, die vom Verhältnis der Turbulenzintensität zur laminaren Flammengeschwindigkeit $\frac{u'}{S_l}$ und vom Verhältnis des turbulenten Makrolängenmaßes zur laminaren Flammendicke $\frac{L_t}{\delta_l}$ abhängt.

In der Folge wurde die Definition der mittleren Flammenausdehnung dahingehend erweitert, dass die mittlere Flammenausdehnungsrate K einerseits durch Turbulenz und kombinierte chemische Eigenschaftseffekte und andererseits durch die laminare Flammenausbreitung bestimmt wird. Die Flammenausdehnung kann unter der Annahme einer lokalen Isotropie der Verteilung der Flammenfrontdichte modelliert werden [114]:

$$K = \alpha_{SF} K_t + K_l \quad (2-58)$$

wobei α_{SF} der Flammenausdehnungsfaktor (eng. stretch factor), K_l die laminare Flammenausdehnung und K_t die mittlere turbulente Flammenausdehnung ist, die aus dem Standard-CFM unter Verwendung des ITNFS-Modells von Meneveau et al [119] bekannt ist (vgl. Gl. 2-56). Der zusätzlich eingeführte Term für die laminare Flammenausdehnung K_l lässt sich wie folgt berechnen:

$$K_l = a_3 S_l \frac{1-c}{c} \Sigma \quad (2-59)$$

wobei c die Verbrennungsfortschrittsvariable (eng. progress variable) und a_3 die Modellkonstante ist. Mit der Einführung des neuen Terms wird einerseits der Einfluss der laminaren Flammengeschwindigkeit größer und andererseits die Empfindlichkeit gegenüber einer falschen Vorhersage der laminaren Flammengeschwindigkeit bei magerer Verbrennung erhöht.

Darüber hinaus erfolgt bei MCFM und allen älteren Turbulenzmodellen wie ECFM-3Z eine Zeldovich-Korrektur nach der chemischen Zeitskala. Dies ist vor allem bei schnelllaufenden Motoren bzw. schneller Kolbenbewegung von großer Bedeutung, da hier die Zeitskala der chemischen Reaktion und die Zeitskala der Zunahme der Flammenfrontdichte die gleiche Größenordnung haben [114]. Für diese motorähnlichen Randbedingungen wird die mittlere Flammenausdehnung K , die sich aus Gl. 2-58 als Summe der laminaren und turbulenten Beiträge ergibt, um die chemische Zeitskala korrigiert [114]:

$$K_{eff} = \frac{K}{1 + K \tau_{chem}} \quad (2-60)$$

wo τ_{chem} die chemische Zeitskala ist, die wie folgt berechnet wird:

$$\tau_{chem} = a_4 \frac{\delta_L}{S_l Z_e} \quad (2-61)$$

Z_e ist somit die Zeldovich-Zahl, aus der sich die gleichnamige Korrektur ergibt.

Die Zeldovich-Zahl wird aus der Aktivierungstemperatur der Kraftstoffoxidation T_a und den Temperaturen des Frischgases T_{fr} bzw. Abgases T_b :

$$Z_e = \frac{T_a (T_b - T_{fr})}{T_b^2} \quad (2-62)$$

Nach der o. g. Zeldovich-Korrektur geht bereits die korrigierte effektive Flammenausdehnung K_{eff} in die Gl. 2-55 ein:

$$S_g = \alpha K_{eff} \Sigma \quad (2-63)$$

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass bei ECFM-3Z zwar die einzelnen Terme für die laminare und turbulente Flammenausbreitung in die Gleichung 2-53 zur Berechnung der Gesamtflammenausbreitung eingehen, eine vollständige Trennung der beiden Einflussgrößen jedoch nicht möglich ist. Aus den Gleichungen 2-58 und 2-54 ist ersichtlich, dass die laminare Flammengeschwindigkeit sowie die laminare als auch die turbulente Komponente der Flammenausbreitung beeinflusst.

Flammenausdehnungsfaktor

Die Vorhersage der Flammenausdehnung kann sich je nach Modellannahmen und Anwendungsbereich unterschiedlich verhalten. Insbesondere bei der Anwendung des Verbrennungsmodells ECFM-3Z für die komplexe Verbrennung, bei der mehrere Verbrennungsregime gleichzeitig oder nacheinander ablaufen. Dies führt zu einem Wechsel der Dominanz von laminaren und turbulenten Einflussfaktoren. Um dies zu kompensieren, kann die Gewichtung der laminaren und turbulenten Anteile mit einem Flammenausdehnungsfaktor α_{SF} variiert werden, indem dieser zeitvariabel abgebildet wird.

Der Flammenausdehnungsfaktor α_{SF} (eng. stretch factor) ist damit ein wichtiger ECFM-3Z-Modellparameter, der den Beitrag der Turbulenz bei der vorgemischten turbulenten Verbrennung beeinflusst. Er funktioniert wie ein Skalierungsfaktor zur Entstehung der Flammenfrontdichte Σ (engl. flame surface density nach Peters). Eine Erhöhung des Faktors führt zu einer schnelleren Verbrennung [114, 119, 123]. Der Bereich des Flammenausdehnungsfaktors liegt in der Regel zwischen 0,4 und 4,0 und deckt damit die meisten Verbrennungsregime ab [114].

Der Bestimmung des Flammenausdehnungsfaktors wurde im Rahmen dieser Arbeit große Aufmerksamkeit gewidmet. Es war notwendig zu verstehen, bei welcher Änderung der Betriebsparameter eines Verbrennungsmotors der Ausdehnungsfaktor korrigiert werden muss und in welchem Maß. Darauf wird im weiteren Verlauf des Kapitels 4.3.3 näher eingegangen.

3 Methodik zur Vorauslegung des Vorkammereinblasesystems

Wie bereits erwähnt wurde, sieht eine aktiv gespülte Vorkammerzündkerze ein zusätzliches integriertes Einblas- oder Einspritzsystem vor. Dieses Einblasesystem muss die Abgase der Vorkammerzündkerze aus dem vorangegangenen Zyklus abführen und eine ausreichende Kraftstoffmenge zur Verfügung stellen, damit die Vorkammerzündkerze die erforderliche Zündenergie bereitstellen kann. Auf der anderen Seite besteht im Zylinderkopf normalerweise ein erheblicher Platzmangel. Die Auslegung eines solchen Systems ist ein Spagat zwischen der Erfüllung der Funktionalität und der Berücksichtigung der konstruktiven Herausforderungen. Dabei muss das Einspritzsystem auch im ungünstigsten Fall einwandfrei funktionieren.

Dieses Kapitel befasst sich mit der 1D-Simulationsmodellierung zur Nachbildung der Strömungen in einem Einblasesystem einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze für eine Anwendung in einem beliebigen Gasmotor. Dieses Simulationsmodell wird einerseits zur Auslegung aller Kanäle des Einblasesystems dienen und andererseits die Randbedingungen (Druck, Temperatur, Massenströme) für die 3D-DNS- und RANS-Simulationen liefern. Letzteres erfolgt durch Parametervariation der geometrischen Parameter der Kanäle bzw. Kapillaren. Eine 1D-Simulation ist für solche Zwecke aufgrund des geringen Aufwands eine optimale Lösung.

Die Erläuterung der Vorauslegung des Einblasesystems erfolgt anhand eines Beispielsystems, welches das Prinzip verdeutlicht und Vergleichswerte liefert. Im Rahmen dieser Dissertation wurde dazu das Simulationstool GT-Suite verwendet, es kann aber auch eine alternative Software mit ähnlicher Funktionalität eingesetzt werden.

3.1 Gestaltung des Vorkammereinblasesystems

Eine Beispiel-Vorkammerzündkerze besitzt ein eigenes Niederdruck-Erdgasversorgungssystem, das in Abbildung 20 schematisch dargestellt ist. Dieses dient dazu, in der Vorkammer ein nahezu homogenes, stöchiometrisches und zündfähiges Gemisch zu erzeugen. Aufgrund des im Zylinderkopf begrenzten Bauraums muss einerseits die in den Hauptbrennraum hinausragende Vorkammer und andererseits das Erdgasversorgungssystem für die Vereinfachung der Integration möglichst kompakt ausgeführt werden.

Eine Optimierung des Vorkammervolumens erfolgt durch die Verbesserung der Spülung vom Abgas und Optimierung der Gemischbildung, so dass das Vorkammervolumen genutzt wird. Letzteres wird durch eine optimale Auslegung und Dimensionierung des Einblasesystems minimiert. Dabei wird die Vorkammer so ausgelegt, dass sich zum Zündzeitpunkt keine Abgase und ein optimales Kraftstoff-Luft-Gemisch in der Vorkammer befinden und eine maximale Energiefreisetzung aus dem Vorkammervolumen erreicht wird. Um eine optimale und zuverlässige Funktion im Dauerbetrieb zu gewährleisten, ist die Vorkammerzündkerze zur Kühlung von einem Wassermantel umgeben.

3 Methodik zur Vorauslegung des Vorkammereinblasesystems

Ein Magnetschaltventil (SV) trennt die Wasserhülse- und Vorkammerkomponenten von dem Erdgasversorgungssystem bzw. Tank. Um Platz in unmittelbarer Nähe des Hauptbrennraums zu sparen, ist das Schaltventil oben in die Wasserhülse eingebaut. Die Zuführung des Erdgases vom Schaltventil zur Vorkammer erfolgt durch die dünnen Kanäle in der Wasserhülse und im Zündkerzengehäuse. Unmittelbar vor dem Eintritt in die Vorkammer sind Kapillare vorgesehen, die eine Flammenausbreitung aus der Vorkammer in das Versorgungssystem verhindern. Diese müssen einerseits groß genug sein, um genügend Erdgas in der vorgesehenen Zeit liefern zu können und andererseits einen möglichst kleinen Querschnitt haben, um eine Verbrennung im Versorgungssystem zu vermeiden.

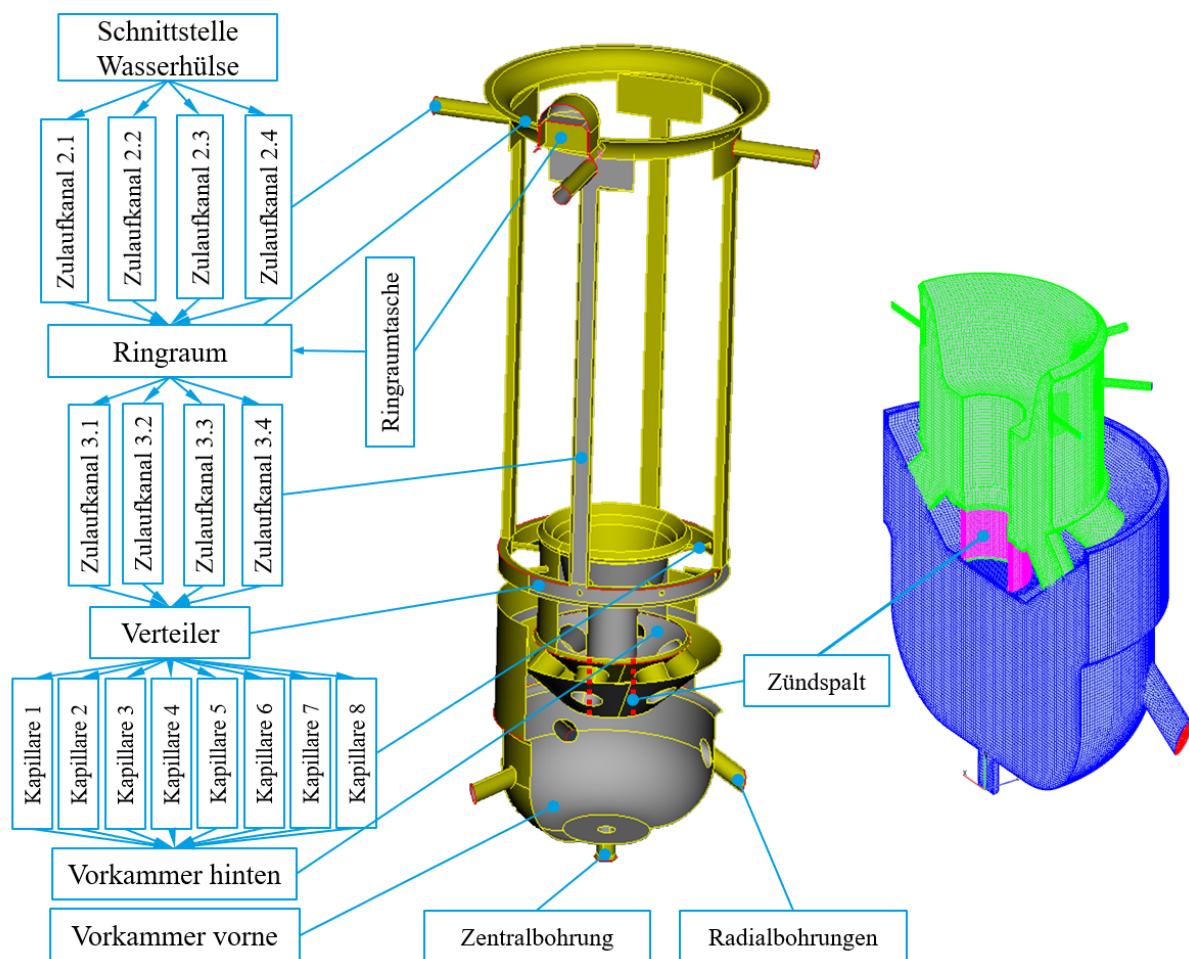


Abbildung 20 Erdgasversorgungssystem der aktiv gespülten Vorkammerzündkerze

Alle Hohlräume und Kanäle der Wasserhülse und der Vorkammerzündkerze stellen das Totvolumen dar. Je größer das Totvolumen zwischen dem Schaltventil und der Vorkammer ist, desto kleiner ist das maximal mögliche Einblasezeitfenster. Grund dafür ist der Druckaufbau im Vorkammereinblasesystem hinter den Kapillaren während der Kompression und Verbrennung im Hauptbrennraum. Der maximale Druck im Einblasesystem beträgt im betrachteten Beispiel 10 bar und das Schaltventil kann nur dann geöffnet werden, wenn der Druck im Einblasesystem größer als der Druck hinter dem Schaltventil ist.

3.1 Gestaltung des Vorkammereinblasesystems

Da die Kapillaren einen Engpass zwischen dem Vorkammereinblasesystem und dem Hauptbrennraum darstellen, wird der Druck nach der Verbrennung im Einblasesystem langsamer als im Hauptbrennraum abgebaut. Daraus resultiert eine längere Totzeit bei größerem Totvolumen, so dass das Schaltventil nun später geöffnet werden kann und das maximale Einblasezeitfenster verkürzt wird. Auf die Berechnung des maximalen Einblaszeitfensters wird in dem Kapitel 3.2.2 näher eingegangen. Ausgehend von diesen Überlegungen besteht der erste Schritt bei der Auslegung darin, das Totvolumen des Einspritzsystems zu minimieren, ohne jedoch die Druckverluste zu erhöhen.

Im betrachteten Beispiel wurde auch eine Reduzierung des Totvolumens vorgenommen. Die meisten Reduzierungen betrafen die Volumina der Schnittstellen zwischen den Kanälen in der Wasserhülse. Dadurch wurde das Totvolumen bis auf 36,8 % des ursprünglichen Volumens reduziert, bei einem Massenstromverlust von nur 0,1 %.

Prozesse im Vorkammereinblasesystem

In Abbildung 21 sind die Vorgänge in dem Vorkammereinblasesystem, Hauptbrennraum und der Vorkammer während verschiedener Zyklusphasen dargestellt. Während der Kompression und Verbrennung des vorhergehenden Zyklus werden Gase, Luft und Verbrennungsprodukte aus der Vorkammer in das Einblasesystem gedrückt. Diese müssen zunächst aus dem Vorkammereinblasesystem ausgespült und durch reines Erdgas ersetzt werden. Im betrachteten Beispiel kann dies bereits während des Ausstoßtaktes beginnen da der Druck im Einblasesystem schon ab 180 °KW nach ZOT niedriger als der Druck im Gasversorgungssystem ist. Eine detaillierte Betrachtung der Systemzeiten wird im Folgenden erläutert.

Während des Ansaugtaktes wird über die Einlassventile ein homogenes mageres Kraftstoff-Luft-Gemisch (in diesem Fall $\lambda = 2.0$) in den Hauptbrennraum angesaugt. Wurde die Vorkammer bis zum Ansaugtakt bereits mit Erdgas gespült, so bildet sich um die Vorkammer eine fettere Zone, die während der Kompression zurück in die Vorkammer geführt wird. Diese Zone ist maßgeblich für das Erreichen vom $\lambda = 0,9 - 1.0$ in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt, da die Erdgasmasse in dem Vorkammereinblasesystem und der Vorkammer dafür alleine nicht ausreichend ist.

Es ist zu beachten, dass die fettere Zone während der Ansaugung und dem Kompressionsanfang mit dem Kraftstoff-Luft-Gemisch (mit $\lambda = 2.0$) ständig homogenisiert wird. Weitere 3D-CFD Simulationen werden zeigen, inwieweit dieses diskontinuierliche Einblasen durch die Vorkammer zweckmäßig ist. Für einen Teillastbetrieb kann die Erdgasförderung während der Ansaugung unterbrochen und in der ersten Phase der Kompression wieder gestartet werden.

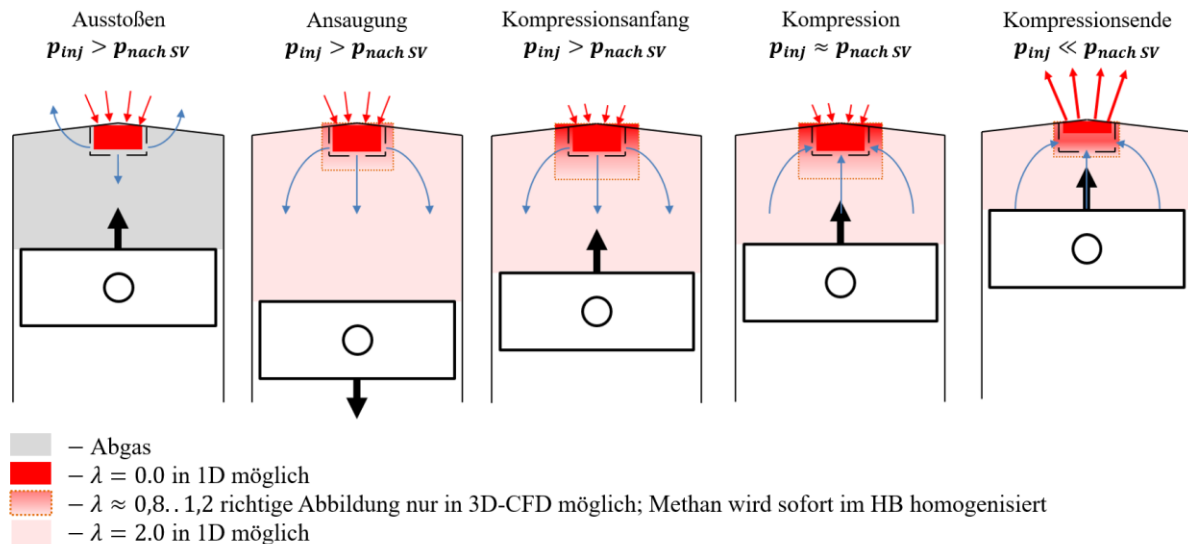


Abbildung 21 Prozesse im Vorkammereinblasesystem

Außerdem ist zu beachten, dass während der Kompression eine bestimmte Masse an „reinem“ Erdgas in das Einblasesystem zurückgeführt wird. Wenn diese Erdgasmasse während des Arbeitstaktes nicht mit dem Abgas vermischt wird, kann dieses Erdgas vollständig für den nächsten Zyklus verwendet werden, wodurch der Spülvorgang verkürzt wird. Im 1D-Simulationsmodell wird von einer sofortigen Homogenisierung der Gase in jedem Volumenelement ausgegangen und eine korrekte Lokalisierung der fetten Zonen ist nicht möglich. Daher ist es nicht möglich, den Vermischungsgrad von Erdgas und Abgas in den Elementen des Einspritzsystems und vor allem in der Vorkammer mit einem 1D-Modell exakt abzuschätzen. Für die Untersuchung der Vermischungsvorgänge im Einblasesystem muss eine 3D-CFD-Simulation über mehrere Zyklen durchgeführt werden. Mit der 1D-Simulation kann jedoch berechnet werden, wie viel Kraftstoff durch das Magnetschaltventil SV eingedüst wird und wie viel Kraftstoff-Luft-Gemisch durch die Kapillare in das Einspritzsystem zurückfließt. Das übermäßige Verbleiben von Abgasen in einer Vorkammerzündkerze reduziert die Menge der potenziell freigesetzten Energie, senkt die Spitzentemperatur aufgrund der höheren Wärmekapazität und wirkt sich negativ auf die Stabilität der Zündung und Verbrennung aus.

3.2 1D-Modellbildung der aktiv gespülten Vorkammerzündkerze

In diesem Kapitel wird die Modellierung der Strömungen in dem Vorkammerzündkerze-Einblasesystem des oben genannten Beispielsystems unter Verwendung der industrietauglichen Software GT-Suite beschrieben.

3.2.1 Darstellung der Wasserhülse und Vorkammerzündkerze im 1D-Modell

Die Wasserhülse, Vorkammerzündkerze und das Schaltventil werden im 1D-Modell als mehrere Einzelkanäle und Einzelvolumina dargestellt. Alle Leitungen, Kanäle und Kapillaren

3.2 1D-Modellbildung der aktiv gespülten Vorkammerzündkerze

werden je nach Ausführung als zylindrische oder rechteckige Rohre dargestellt (siehe Anhang 1).

Als Verbindungselement zwischen zwei oder mehreren Kanälen dient der allgemeine Strömungsteiler (Flow Split). Er stellt ein Volumen mit der angegebenen Oberfläche und dem Volumen dar, das im Gegensatz zum Rohrelement nicht weiter diskretisiert werden kann und beliebig viele Anschlüsse haben kann. Der allgemeine Strömungsteiler ist zwar ein 1D-Element, kann aber durch die Variation von Volumen und Oberfläche die Wärmeübergänge oder Reibung komplexerer Geometrien vereinfacht darstellen. Dies geschieht durch Vorgabe einer Flächengröße für das betrachtete Volumenelement, auf der im Folgenden die Reibungs- und Wärmeübertragungsberechnungen basieren. Wenn die Eingabe der Oberfläche ignoriert wird, wird standardmäßig angenommen, dass dieses Volumen eine minimale Oberfläche ähnlich einer Kugel hat. Es ist jedoch möglich, die Größe der Oberfläche selbst zu definieren und damit den Wärmeübergang und die Rohrreibung für die reale Geometrie des Einblasesystems näherungsweise darzustellen.

Zur Berechnung des Wärmeübergangs werden in jedem Zeitschritt aus der Strömungsgeschwindigkeit und den thermophysikalischen Eigenschaften Wärmeübergangskoeffizienten berechnet. Dabei können die aktuellen Korrelationen verwendet werden. Im Rahmen dieser Dissertation zeigte die Gnielinski-Korrelation [124, 125] die beste Übereinstimmung.

Im Anhang 1 ist das Gesamtmodell der Vorkammerzündkerze dargestellt. Ganz oben ist das Gasversorgungsrohr mit der Endbedingung mit konstantem Druck und konstanter Temperatur begrenzt. Die Vorkammer wurde vom Hauptbrennraum entkoppelt und am Ende der Radial- und Zentralbohrungen wurden die Endbedingungen (Druck- und Temperaturverlauf im Hauptbrennraum) angebracht, die mit einem 1D-Modell simuliert und an dem realen Motor gemessen bzw. validiert wurden. Durch die Entkopplung vom Verbrennungsmodell im Hauptbrennraum wird das VK-Modell vereinfacht und den Rechenaufwand reduziert.

3.2.2 Berechnung des maximalen Einblasezeitfensters für Vorkammersystem

Die Vorkammer und das Vorkammereinblasesystem müssen nach jedem Arbeitstakt von den Abgasen gespült und anschließend so viel Erdgas zugeführt werden, dass sich in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt (ZZP) ein zündfähiges Kraftstoff-Luft-Gemisch mit $\lambda = 0,9 - 1,0$ bildet. Dazu wird das Magnetschaltventil zum Erdgasversorgungssystem geöffnet und die im Einblasesystem verbliebenen Abgase aus dem vorangegangenen Zyklus mit Erdgas gespült. Die Geometrie des Einblasesystems ist so zu dimensionieren, dass in der Vorkammerzündkerze zum ZZP eine ausreichende Kraftstoffmenge für $\lambda = 0,9 - 1,0$ zur Verfügung steht.

Grundsätzlich kann das Schaltventil nur dann geöffnet werden, wenn der Druck im Erdgasversorgungssystem (Druck vor dem Schaltventil $p_{vor\ sv}$) größer als der Druck im Einblasesystem (Druck nach dem Schaltventil $p_{nach\ sv}$) ist:

$$p_{vor\,SV} > p_{nach\,SV} \quad (3-1)$$

Die Kapillaren stellen den Engpass zwischen dem Vorkammereinblasesystem und der Vorkammer dar und verlangsamen somit den Druckabbau im Vorkammereinblasesystem, wenn der Druck im Hauptbrennraum während der Verbrennung stark ansteigt und dann während des Ausstoßtaktes langsam abgebaut wird. Je kleiner der Querschnitt des Engpasses ausgeführt ist, desto langsamer erfolgt der Druckaufbau und -abbau. Hiermit sind die Anzahl der Kapillaren und der Kapillardurchmesser für maximale Einblasezeit entscheidend.

In Abbildung 22 ist der Einfluss des Kapillardurchmessers auf die maximal mögliche Einblasezeit für zwei Kapillardurchmesser grafisch dargestellt. Aus der Abbildung 22 geht hervor, dass ein größerer Kapillardurchmesser ein größeres Einblasezeitfenster zur Verfügung stellt, da der Druckabbau nach dem Schaltventil während des Arbeitstaktes schneller erfolgt. Andererseits steigt mit zunehmendem Durchmesser die Gefahr, dass die Flamme von der Vorkammer in das Einblasesystem übergeht, was zu einer Beschädigung der Systemelemente führen kann. Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung des Kraftstoffmassenstroms stellt die Erhöhung der Kapillaranzahl dar. Allerdings führt eine unnötig hohe Anzahl von Kapillaren aufgrund der erforderlichen Fertigungsgenauigkeit zu einer erheblichen Erhöhung der Produktionskosten.

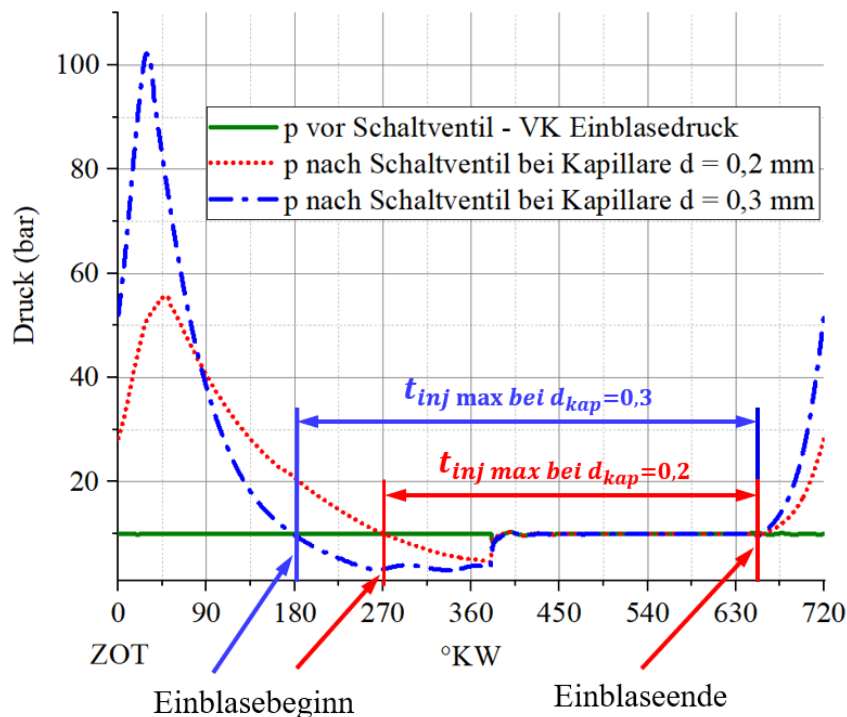


Abbildung 22 Druckabbau im Vorkammereinblasesystem mit 8 Kapillaren von 0,2 und 0,3 mm Durchmesser

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die Simulationen mit der Variation des Kapillaren-Durchmessers und der Kapillaren-Anzahl durchgeführt. Die optimale Konfiguration wurde mit acht Kapillaren mit einem Durchmesser von 0,3 mm ermittelt.

3.2.3 Simulationsrandbedingungen

Als Randbedingungen müssen die extremen Bedingungen für die Vorkammerzündkerze angenommen werden, um die Funktion und Zuverlässigkeit der Vorkammer unter allen Motorbedingungen zu gewährleisten. In dem angeführten Beispiel, entspricht die Drehzahl der maximal möglichen Drehzahl 1800 min^{-1} des verwendeten Motors. Daraus ergibt sich das kürzeste Einblasezeitfenster, da sich die Gesamtzykluszeit verkürzt, während die Druckabbauzeit im Einblasesystem der VK gleichbleibt.

Außerdem muss die maximale Last bei dem magersten Kraftstoff-Luft-Verhältnis im Hauptbrennraum simuliert werden, bei dem der Kraftstoffbedarf in der Vorkammer am größten ist. In diesem Fall treten auch höhere Drücke im Hauptbrennraum auf, wodurch die höhere Gasmenge während der Kompressions- und Verbrennungsphase in das Vorkammereinblasesystem zurückgedrückt wird. Das Gasgemisch, das während der Kompression und Verbrennung in das Vorkammereinblasesystem zurückströmt, wird im ungünstigsten Fall als nicht wiederverwendbar für den nächsten Zyklus in der Vorkammer betrachtet. Diese Nichtverwendbarkeit gilt nur für das Vorkammereinblasesystem und das aus der Vorkammer ausgespülte Gasgemisch nimmt an der Verbrennung im Hauptbrennraum teil.

3.3 Simulationsergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Simulationsergebnisse für die zuvor optimierte Geometrie des Einblasesystems mit Variation der Kapillarkonfiguration dargestellt. Dies ermöglicht ein besseres Verständnis der Vorgänge in der gespülten Vorkammerzündkerze und dient zur Berechnung der für die VK benötigten Methanmasse, bzw. zur Dimensionierung des Einblasesystems. Darüber hinaus werden diese Simulationsdaten als Randbedingungen in weiteren Abschnitten für DNS und RANS-Simulationen verwendet.

3.3.1 Optimierung der Einblasesystem-Geometrie

Für die Berechnung der Erdgasmasse, die kurz vor dem Zündzeitpunkt in der Vorkammer verbleibt, wird folgende Notation verwendet. Die durch das Schaltventil in das Vorkammereinblasesystem eingeströmte Erdgasmasse hat ein positives Vorzeichen und die durch die Kapillare in das Einblasesystem zurückgeströmte Erdgasmasse hat ein negatives Vorzeichen. Der in einem Querschnitt über die Zeit integrierte Massenstrom stellt die durch das überwachte Element geförderte Masse dar.

Abbildung 23 zeigt die akkumulierte Summe der über die Zeit geförderten Masse durch das Schaltventil, die Kapillare und die Fackelbohrungen. Sobald der Druck im Einblasesystem unter das Niveau des Erdgasförderdruckes fällt, wird das Schaltventil geöffnet. Die erste Grafik in Abbildung 23 zeigt die Gesamtmasse des Erdgases, die durch das Schaltventil in das Vorkammereinblasesystem gelangt ist. Da in der ersten Grafik nur eine Massenzunahme zu

3 Methodik zur Vorauslegung des Vorkammereinblasesystems

erkennen ist, bedeutet dies: das Umschaltventil wurde rechtzeitig geschlossen, die Erdgasmasse verbleibt im Vorkammereinblasesystem und strömt nicht in das Versorgungssystem zurück.

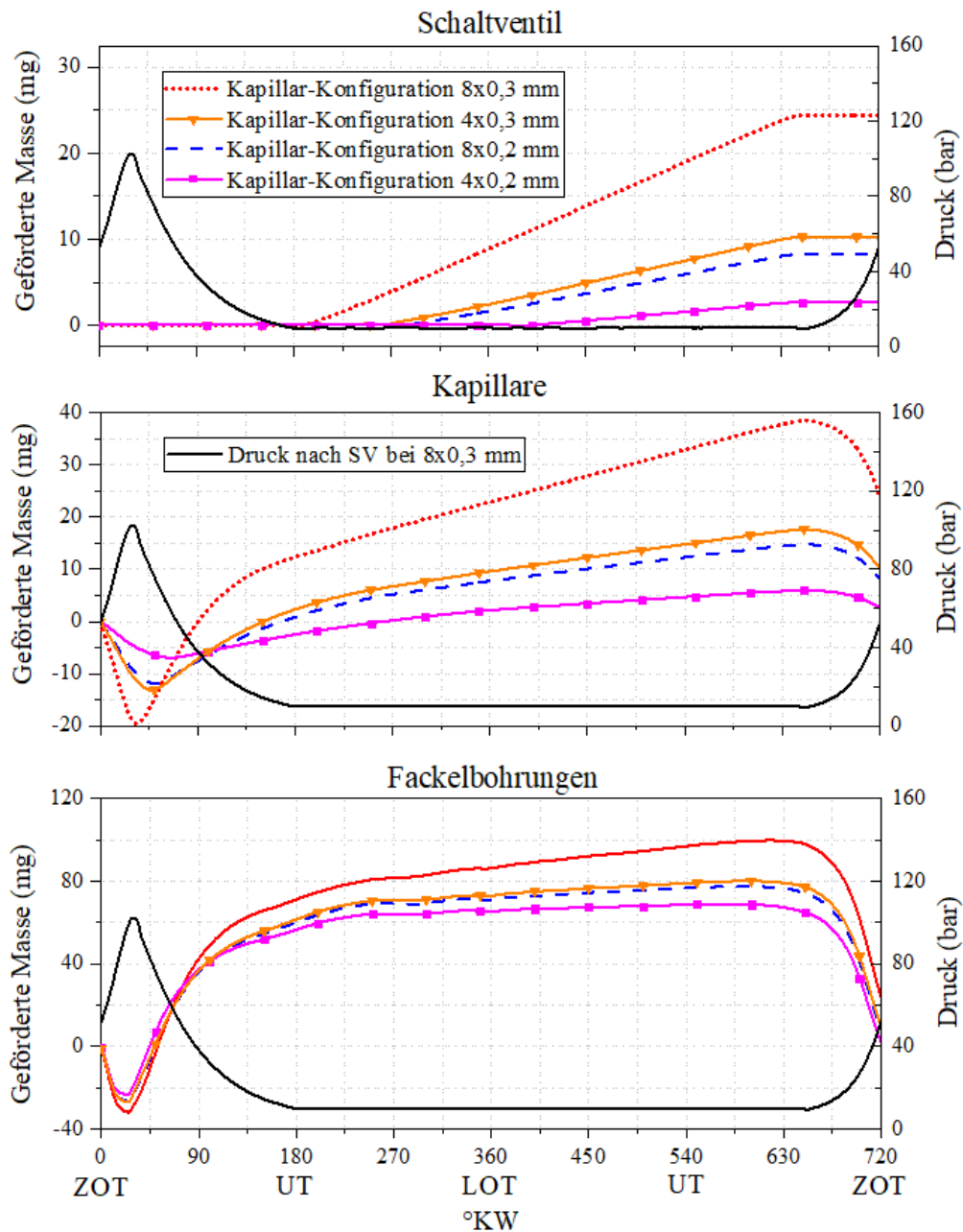


Abbildung 23 Integrierter Massenstrom durch den Schaltventil, Kapillaren und Fackelbohrungen bei Konfiguration mit 4 und 8 Kapillaren mit $\varnothing = 0,2$ und $0,3$ mm; Druckverlauf nach dem Schaltventil (SV) bei Kapillarkonfiguration $8 \times 0,3$ mm

Die zweite Grafik in Abbildung 23 zeigt die integrierten Ein- und Rückströme der Gase über alle Kapillare auf. Während der Kompression wird eine bestimmte Gasmenge durch die Kapillaren zurück in das Einblasesystem gedrückt. Es ist zu erkennen, dass bei der Kapillarkonfiguration $8 \times 0,3$ mm ein Großteil der eingeblasenen Masse ab ca. 400°KW bis zum Ende der Kompression wieder in das Einblasesystem zurückströmt und nicht an der

3.3 Simulationsergebnisse

Verbrennung in der Vorkammer teilnehmen kann. Die Differenz macht die Kraftstoffmasse aus, die zwischen dem SOI_{VK} und 400°KW eingeblasen wird.

Bei einer Unterdimensionierung der Kapillaren (siehe Kapillarkonfiguration $4 \times 0,2 \text{ mm}$) wird das Schaltventil während der Ansaugung oder sogar während der Kompression zu spät geöffnet, so dass fast die gesamte über die Kapillaren in die Vorkammer geförderte Gasmasse zurückströmt. Bei einer solchen Unterdimensionierung verbleibt fast die gesamte frisch geförderte Erdgasmasse im Einblasesystem und kann nicht an der Verbrennung in der Vorkammer teilnehmen.

Bei der Integration des Massenstroms durch die Fackelbohrungen in der dritten Grafik in Abbildung 23 ist zu erkennen, dass während der Kompression innerhalb kürzester Zeit eine große Menge an Gasgemisch in die Vorkammer zurückströmt. Diese enthält neben dem Kraftstoff-Luftgemisch (hier $\lambda = 2.0$) auch frisch eingeblasenes Erdgas, was zu einem fetteren Kraftstoff-Luftgemisch führt (vgl. Abbildung 21).

Durch die niedrigere Motordrehzahl steht mehr Zeit für den Druckabbau im Einblasesystem zur Verfügung und der SOI_{VK} kann früher positioniert werden. Dementsprechend kann mehr Erdgasmasse gefördert werden, da einerseits die Zykluszeit und andererseits das Einblaszeitfenster länger sind (geförderte Masse für $n = 1500 \text{ min}^{-1}$ siehe Anhang 2). Es ist zu beachten, dass bei jeder Änderung der Geometrie des Vorkammereinblasesystems die Simulationen angepasst und die obigen Analysen wiederholt werden müssen.

3.3.2 Berechnung der notwendigen Einblasemasse

Die Vorkammerzündkerze muss eine sichere und zuverlässige Zündung des mageren Gemisches im Hauptbrennraum gewährleisten und dafür muss im Idealfall in der Vorkammer ein homogenes stöchiometrisches brennbares Gemisch gebildet werden. Die Berechnung der erforderlichen Methanmasse erfolgt auf der Grundlage der Systemanalyse aus den vorangegangenen Kapiteln. Die Gleichung 3-2 berücksichtigt die oben beschriebenen Vorgänge in dem Einblasesystem der Vorkammerzündkerze.

$$m_{CH_4 \text{ soll}} = m_1 + m_2 - m_3 + m_4 \quad (3-2)$$

Dabei beschreibt m_1 die Summe der Restgasmasse im Einblasesystem unter dem Druck unmittelbar vor dem Einblasebeginn bzw. dem Öffnen des Schaltventils:

$$m_1 = \sum_1^n V_n * \rho_{n \text{ vor } SOI_{VK}} \quad (3-3)$$

Die Dichte $\rho_{n \text{ vor } SOI_{VK}}$ wird in jedem Systemelement aus der 1D-Simulation erfasst. m_2 beschreibt die Methanmasse, die zur Bildung von $\lambda = 1.0$ in der Vorkammer benötigt wird, wobei L_S ein stöchiometrischer Luftbedarf ist.

$$m_2 = \frac{V_{VK} * \rho_{Kompress}}{L_s} \quad (3-4)$$

m_3 ist die Methanmasse, die während der Kompression in die Vorkammer als Teil des Kraftstoff-Luft-Gemisches im Hauptbrennraum (in dem Beispielsystem $\lambda = 2.0$) eingeströmt ist. Da dieser Effekt einen Teil des Kraftstoffbedarfs in der Vorkammer deckt, ist dieser Term mit einem Minuszeichen versehen.

$$m_3 = \frac{m_{720^\circ KW} - m_{540^\circ KW}}{L_s * 2} \quad (3-5)$$

m_4 beschreibt die Methanmasse, die während des Kompressionstakts durch die Kapillaren in das Versorgungssystem zurückströmt. Sie wird berechnet, indem der Massenstrom während des Zurückströmens durch alle Kapillaren integriert wird.

Es ist zu beachten, dass diese Berechnung auf der 1D-Simulation mit ihren Annahmen basiert. Die tatsächlich benötigte Methanmasse wird geringer sein. Dies liegt daran, dass während der Kompression das Methan-Luft-Gemisch aus der Hauptbrennkammer kontinuierlich mit dem relativ reinen Methan in der Vorkammer vermischt wird, so dass während der Kompression nicht nur reines Methan, sondern auch Luft aus den Kapillaren verdrängt wird. Dies führt dazu, dass im Endeffekt mehr Methan in der Vorkammer verbleibt. In der 1D-Simulation kann dies jedoch nicht berücksichtigt werden. Mit dieser Näherungsrechnung kann jedoch das ungünstigste Szenario simuliert werden. In Tabelle 5 ist die notwendige Einblasemasse für die optimale Geometrie des Vorkammereinblasesystems und die optimale Kapillarkonfiguration dargestellt.

Tabelle 5 Notwendige Einblasemasse für 8 Kapillaren mit dem Durchmesser 0,28 bei den Drehzahlen 1500 und 1800 min⁻¹

	n = 1500 min ⁻¹	n = 1800 min ⁻¹
m ₁	4,3	4,3
m ₂	4,1	4,0
m ₃	2,0	1,9
m ₄	15,6	12,9
m _{CH4 soll}	22,0	19,2
m _{CH4 tatsächlich durch SV}	25,3	20,2

Aus der Tabelle 5 ist ersichtlich, dass die für $\lambda = 1$ notwendige Methanmasse sowohl für die Drehzahl 1500 min⁻¹ als auch für 1800 min⁻¹ innerhalb der berechneten Einblasezeit in die Vorkammer eingebracht werden kann.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass mit zunehmendem Kapillarquerschnitt einerseits der Massenstrom und andererseits die zur Verfügung stehende Einblasezeit zunimmt. Reicht der Massenstrom nicht aus, muss zuerst die Anzahl der Kapillaren und dann der

3.3 Simulationsergebnisse

Kapillardurchmesser erhöht werden, da mit zunehmendem Kapillardurchmesser die Wahrscheinlichkeit der Flammenpropagation steigt. Zur Optimierung des Kapillardurchmessers müssen die Versuche zur Gewährleistung der Sicherheit unter zugrunde liegenden Randbedingungen durchgeführt werden.

4 Aufbau und Validierung des RANS-Modells

Die RANS-Simulation ist das geeignete Werkzeug, um einerseits die Strömungsmechanismen und die Thermodynamik in der Vorkammerzündkerze und im gesamten Brennraum besser zu verstehen und andererseits Parameterstudien zur Optimierung der Geometrie kosteneffizient durchzuführen. In diesem Kapitel wird durch die wichtigsten Schritte der Verifizierung und zweistufigen Validierung des RANS-Modells mit Hilfe der DNS und der experimentellen Ergebnisse geführt. Der Einsatz der DNS zur Validierung des RANS-Modells ermöglicht eine vollständige Auflösung der groß- und kleinskaligen Turbulenzstrukturen in der Vorkammerzündkerze und damit eine genaue Abbildung der strömungsmechanischen Vorgänge in der optisch schwer zugänglichen Vorkammerzündkerze. Dabei kann die höchste Genauigkeit des Simulationsmodells erreicht werden. Durch die anschließende Validierung mit den Versuchsergebnissen kann die Rechenzeit des RANS-Modells optimiert werden, indem die Modellgenauigkeit an weniger relevanten Stellen zugunsten einer größeren Reduktion des Rechenaufwandes reduziert wird.

Aus der oben beschriebenen 1D-Simulation werden die Massenstromverläufe in dem Vorkammereinblasesystem und die Randbedingungen für alle Betriebspunkte berechnet und in die DNS- und RANS-Simulationen implementiert. Für die Berechnung der RANS-Simulationen wird das Programmskript der kommerziellen Software „AVL FIRE“ verwendet.

4.1 Algorithmus der Validierung und Verifizierung des RANS-Modells

Die 3D-CFD-Simulationen des gesamten Zyklus in der Vorkammerzündkerze und im Hauptbrennraum umfassen mehrere komplexe und miteinander zusammenhängende Prozesse. Die Nachbildung dieser Prozesse wurde in mehrere kleineren Simulationen während relevanter Motorzyklusphasen und in relevanten Motorteilen aufgeteilt und diese anschließend verifiziert bzw. validiert. Dies ermöglicht eine schrittweise Erhöhung der Komplexität des Simulationsmodells, die Auswahl geeigneter physikalischer Modelle und eine kontinuierliche Optimierung der Rechenzeit und Modellqualität. Diese Simulationen werden einzeln auf Plausibilität geprüft bzw. mittels der 3D-DNS validiert.

Eine solche Methodik ist effektiv und effizient, da sie eine schrittweise Identifizierung der räumlichen und zeitlichen Problembereiche der gesamten Motorsimulation ermöglicht. Beispielsweise kann die Simulation zunächst mit einem wesentlich stabileren, aber auch ungenaueren Aufwind-Interpolationsschema (siehe. Abschnitt 2.3.2) durchgeführt werden, bevor mit Interpolationsschemata höherer Ordnung fortgesetzt wird.

Andererseits werden nur einzelne kleine RANS-Simulationen von räumlich und zeitlich kritischen Simulationsstellen mit DNS validiert. Eine DNS des gesamten Motorzyklus im gesamten Brennraum ist unnötig und würde auf einem Supercomputer mehrere Jahre, wenn nicht Jahrzehnte dauern. Durch die Reduktion der Domäne auf die interessierende Stelle bzw. durch die Reduktion der Simulationszeit auf die relevanten Arbeitszyklusphasen kann die

4.1 Algorithmus der Validierung und Verifizierung des RANS-Modells

Berechnungszeit der DNS mit einem Supercomputer auf 5-6 Monate reduziert werden. Nach Validierung und Optimierung des RANS-Simulationsmodells mit DNS und Versuchsergebnissen kann die RANS-Simulationszeit für den gesamten Motorzyklus mit einer industrietauglichen Workstation auf bis zu zwei Wochen reduziert werden, wobei bei Variation einiger Parameter, wie z.B. ZZZ, nur ein Teil der Simulation erneut durchgeführt werden muss und die Simulationszeit weiter reduziert werden kann.

Die Hauptidee besteht nicht darin, mit einem RANS-Gesamtzylindermodell mit gespülter Vorkammerzündkerze eine exakte Abbildung aller Phänomene im gesamten Motorzyklus zu erreichen, sondern das RANS-Modell auf den neuesten und optimalen Stand zu bringen, den Rechenaufwand zu optimieren und die Schwachstellen und Stärken des Modells zu identifizieren.

Zur Verifizierung und Validierung des RANS-Modells mit Hilfe der DNS müssen die RANS-Simulationen der Strömung, Gemischbildung und Verbrennung in der Vorkammer und dem Hauptbrennraum durchgeführt, die in mehreren Schritten aufgeteilt werden. Diese umfassen die folgenden Simulationsschritte.

- A. Vorkammersegment mit einer Kapillare und tangentialer Bohrung
- B. Gesamte Vorkammer: Spülvorgang während des Ansaugtaktes
- C. Gesamte Vorkammer: Gemischbildung während des Kompressionstaktes.
- D. Vorkammer mit dem gesamten Hauptbrennraum über den Gesamtzyklus.

Zur Minimierung der Rechenressourcen wird zunächst ein Vorkammersegment von 60° mit einer Kapillare und einer tangentialen Fackelbohrung sehr fein vernetzt und eine erste Simulation mit hoher Auflösung und geringem Rechenaufwand durchgeführt. Daraus wird die Geschwindigkeitsverteilung im Kapillaraustritt ermittelt und zunächst ohne DNS auf Plausibilität geprüft und das Verhalten beim Auftreffen auf die Wand verifiziert.

Das Auftreffen auf eine Wand und anschließende Spaltung der Strömung ist eine Schwäche der klassischen Wirbelviskositätsmodelle wie $k - \varepsilon$ (siehe Abschnitt 2.3.6) [126]. Dieses Auftreffen kann theoretisch bei RANS mit dem in dieser Dissertation eingesetzte $k - \zeta - f$ -Modell besser abgebildet werden und wird im nächsten Schritt mit DNS in der gesamten Vorkammer validiert.

Im Weiteren werden die Vorgänge in der gesamten Vorkammerzündkerze simuliert. Dabei wird an die Vorkammer ein konstantes Volumen angeschlossen, das den Hauptbrennraum vereinfacht nachbildet. Dabei werden die Spülung bzw. Kompression separat simuliert und anschließend mit der DNS verglichen. Erfahrungen hinsichtlich Simulationsgenauigkeit und Rechenzeitoptimierung werden gesammelt und in der Gesamtzyklus-Simulation umgesetzt. Weiterhin werden erste Erfahrungen gewonnen, inwieweit die Verbrennung in der Vorkammer bzw. die Strahlausbreitung aus Fackelbohrungen modellierbar ist und welche Verbrennungsmodelle dafür geeignet sind.

Anschließend wird anhand der Gesamtzyklus-RANS-Simulation und der experimentellen Daten ermittelt, inwieweit Abweichungen aufgrund von Modellschwächen die Ergebnisse beeinflussen. Dabei wird auch der Hauptbrennraum mit der integrierten Vorkammerzündkerze

mit den Ein- und Auslasskanälen vernetzt und im Gesamtzyklus simuliert, um ein vertieftes Verständnis des Einflusses der Vorkammerzündkerze auf die Verbrennung im Gasmotor zu erhalten. Das dynamische Rechengitter wird auf der Basis der realen Geometrie des Versuchsmotors generiert. Schließlich wird die RANS-Simulation des gesamten Zyklus mit den Motorversuchen verglichen und validiert.

4.2 Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS

Alle in diesem Kapitel vorgestellten DNS-Ergebnisse wurden in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik – LSS (Dr.-Ing. C. Chi und Prof. Dr.-Ing. D. Thévenin) mit Hilfe von LSS-internen Skripten DINO [127] erzielt.

4.2.1 Simulation A Geschwindigkeitsverteilung in Vorkammer-Segmentmodell

Das Rechengitter der Simulation A umfasst einen vertikalen Vorkammersegment von 60° mit einer Kapillare und einer tangentialen Fackelbohrung (siehe Abbildung 24). Es handelt sich um die erste Simulation eines Vorkammerbereichs, die einerseits zur ersten vorläufigen Auswahl der zahlreichen Modellkoeffizienten dient. Zum anderen umfasst die Simulation das Rechenggebiet, in dem die höchsten Geschwindigkeiten im Gesamtmodell zu erwarten sind.

Die Kapillare stellt einen Engpass dar, der über den gesamten Motorzyklus geöffnet ist und in dem die größten Druckgradienten auftreten. Da die Druckdifferenz an beiden Enden der Kapillare während des größten Teils des Zyklus deutlich größer als 2:1 ist, werden dort Geschwindigkeiten im Bereich der Schallgeschwindigkeit erreicht. Aufgrund des vereinfachten rechteckigen Profils der Kapillare ist in diesem Bereich keine Überschallgeschwindigkeit zu erwarten. Außerdem trifft der Gasstrahl auf die runde Vorkammerwand auf, was eine Herausforderung für das $k - \zeta - f$ -Modell darstellt.

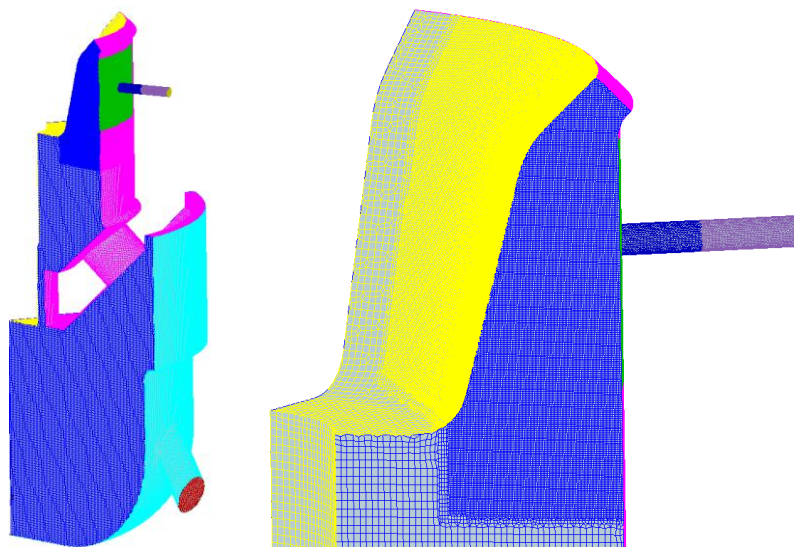


Abbildung 24 Rechengitter der A-Simulation

4.2 Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS

Für eine gute Abbildung der Schallgeschwindigkeitsbereiche ist eine feine räumliche und zeitliche Auflösung erforderlich. In der Simulation A) wird das Rechengitter mit 2,87 Millionen hexagonalen Zellen mit einer maximalen Zellenlänge von $8 \cdot 10^{-5}$ m und einer Verfeinerung im Kapillaraustrittsbereich von $2 \cdot 10^{-5}$ m verwendet. Damit wird der Referenz-Geschwindigkeitsprofil bestimmt, welches mit RANS-Simulation und dem $k - \zeta - f$ -Turbulenzmodell bei einem sehr feinen Rechengitter zu erreichen ist. Dieses dient letztlich auch als Vergleichsmodell für die späteren komplexeren größeren Modelle, bei denen zur Einhaltung angemessener Rechenzeiten die Zellenlänge deutlich größer wird.

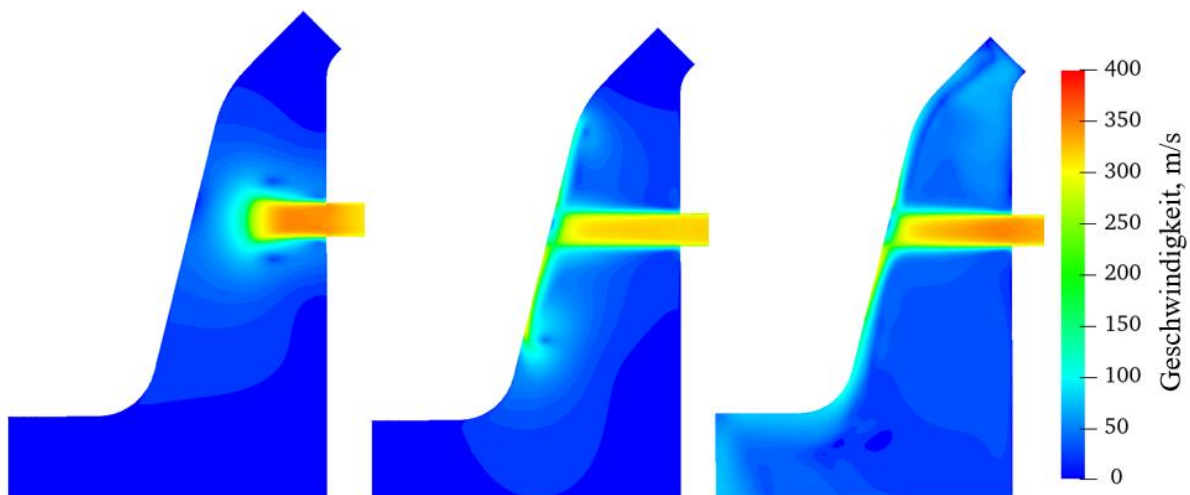


Abbildung 25 Simulation A Ergebnis: Geschwindigkeitsverteilung im Bereich der Kapillare bei dem Auftreffen von Methan während der Vorkammerspülung

Abbildung 25 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung am Kapillaraustritt bei $0,1^\circ\text{KW}$ links, bei $0,3^\circ\text{KW}$ in der Mitte und bei 4°KW rechts (bei $n = 1800 \text{ min}^{-1}$) nach dem Start der Simulation dargestellt. Aufgrund der Schallgeschwindigkeit trifft der Methanstrahl sehr schnell auf die Vorkammerwand und der wird zu den Seiten abgelenkt. Anschließend strömt das Gas an der Wand entlang und an der Spitze der Strömung bildet sich aufgrund der hohen Geschwindigkeit ein großskaliger Wirbel aus (siehe Abbildung 25 Mitte).

Eine solche Verwirbelung tritt in der RANS-Simulation auf, da die Zellengröße im Bereich der Kapillare fast die Größenordnung der LES hat und die großskalige Turbulenz näherungsweise abgebildet werden kann. Das Strahlverhalten und die Geschwindigkeitsverteilung sehen realistisch aus und stimmen mit den vergleichbaren experimentellen [128, 129] und mit validierten LES bzw. RANS Studien [130, 131] überein.

Weniger plausibel ist das weitere Ausbreitungsverhalten des ausgeblasenen Strahls nach der Wandkrümmung. Wie in Abbildung 25 rechts zu sehen ist, strömt das eingeblasene Gas nach der Wandkrümmung überwiegend entlang der Wand weiter. Nur ein kleiner Teil des Methans strömt weiter nach unten. Die Ablenkung der Strömung kann durch die Zellengröße bedingt sein, da es in diesem Bereich keine Zellenverfeinerung mehr gibt (siehe Abbildung 24). Auf jeden Fall kann die Zellengröße nicht in diesem feinen Größenbereich bleiben, da ansonsten

die Simulation des Gesamtzylindermodells unangemessen lange dauern würde. Dieses Strömungsverhalten wird im nächsten Kapitel mit DNS untersucht und mit RANS-Simulationen verglichen.

4.2.2 Simulation B und C: Randbedingungen, Rechengitteraufbau, Modellwahl

Das Ziel der Simulationen B und C ist vor allem die Entwicklung des RANS-Modells zur Untersuchung der Innenströmung und Gemischbildung in der gesamten Vorkammerzündkerze während des Spülvorgangs und der Kompression. Entscheidend ist dabei die Validierung dieses RANS-Modells mit der DNS, mit der die Prozesse in der Vorkammer realitätsnah abgebildet werden können. Die DNS des gesamten Zyklus in der Vorkammer und dem Hauptbrennraum ist sehr aufwendig und würde mehrere Jahre dauern. Aus diesem Grund werden die Validierung der Strömung bzw. Gemischbildung in der Vorkammer mit DNS auf zwei Simulationen mit zwei repräsentativen Arbeitsspiel-Abschnitte aufgeteilt, in denen die Vorkammer während der Spülung und Kompression untersucht wird.

In diesem Abschnitt werden die RANS-Modellierung, Gitteraufbau und Randbedingungen der Vorkammer beschrieben bzw. die Unterschiede zu DNS erläutert. Die Unterschiede zwischen den RANS und DNS Randbedingungen wurden so gering wie möglich gehalten, eine vollständige Übereinstimmung war jedoch aufgrund der unterschiedlichen Solver nicht möglich.

Die Simulation des Spülvorgangs B in der Vorkammer beginnt bei 270°KW und endet bei $291,6^\circ\text{KW}$, was der Dauer von 2 ms bei $n = 1800 \text{ min}^{-1}$ entspricht. In der Simulation wird die Vorkammer im Ausstoßtakt untersucht, beginnend mit dem Zeitpunkt, zu dem die Vorkammer vollständig mit dem Abgas gefüllt ist, und endet mit dem Zeitpunkt, zu dem die Vorkammer im Wesentlichen mit Methan gespült ist. Die Simulation der Kompression beginnt bei 645°KW zu dem Zeitpunkt, an dem das Methan-Luft-Gemisch im Kompressionstakt aus dem Hauptbrennraum in die Vorkammer gedrückt wird, und endet bei 720°KW im ZOT, an dem bereits eine Verbrennung stattfinden muss. Die Verbrennung wird in diesem Fall noch nicht modelliert, sondern es wird nur untersucht, wann sich im Zündspalt ein ausreichend zündfähiges Gemisch bildet.

Randbedingungen und Rechengitteraufbau

Das Rechengitter wurde im Vergleich zum Simulationsmodell A gröber gewählt, um den Rechenaufwand in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Das Rechenggebiet besteht aus der ursprünglichen Vorkammer und dem konstanten Zylindervolumen mit einem Durchmesser von 175 mm wie der Motorzylinder und einer Höhe von 60 mm. Die Erweiterung des Rechenggebietes um das Zylindervolumen ermöglicht die Untersuchung der die Vorkammer umgebenden Wolke aus fettem Kraftstoff-Luft-Gemisch. Diese Wolke strömt während der Kompression in die Vorkammer zurück. Dieses Phänomen konnte in einer 1D-Simulation aufgrund der 1D-Annahme nicht korrekt berücksichtigt werden (siehe Abbildung 21).

4.2 Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS

Im Gegensatz dazu wurde in der DNS auf die Vernetzung des Zylindervolumens verzichtet, da dies zu einer deutlichen Erhöhung der Rechenzeit führen würde. In Abbildung 26 und Abbildung 27 ist das Rechengebiet für die RANS-Spülung-Simulationen dargestellt. Das Rechengitter besteht aus ca. 900 Tsd. hexagonalen Zellen mit einer maximalen Zellenlänge von $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ im Bereich des Zylinders und der Vorkammer entsprechend bzw. einer Verfeinerung im Kapillaraustrittsbereich von $5,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ verwendet. Im Vergleich dazu wurde in DNS nur die Vorkammer vernetzt und das Gitter mit einer feinen Zellengröße von $5 \cdot 10^{-5}$ konstant gehalten.

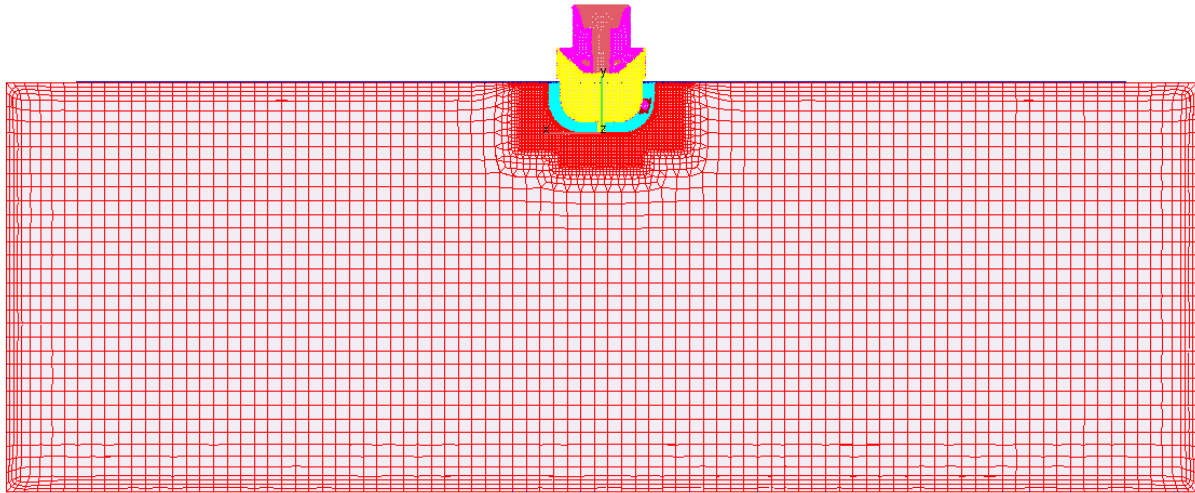


Abbildung 26 Rechengitter für die RANS-Simulation der Spülung B

Zur Vereinfachung der Berechnung wurden die Kapillare nicht vernetzt, wie in Abbildung 27 dargestellt. In diesem Fall stellen die Kapillaren eine kreisförmige Fläche mit den angewendeten Geschwindigkeitsrandbedingungen dar. Das zeitdiskrete Geschwindigkeitsprofil wurde mit der 1D-Simulation im Abschnitt 3.3 berechnet und in der RANS-Simulation bzw. DNS angewendet. Die Zusammensetzung des aus den Kapillaren ausströmenden Gases ist reines Methan. Die Vorkammer- und Zylinderwände sind isotherm und haben die Temperaturen von 393 K und 500 K. Die untere Fläche des Zylinders stellt eine Druck- und Temperaturrandbedingung dar, die eine Vereinfachung der Expansion und Kompression aufgrund der Kolbenbewegung widerspiegelt. Die zeitdiskreten Druck- und Temperaturprofile wurden ebenfalls mit der 1D-Simulation berechnet. Die RANS-Simulationsdauer B beträgt 2 ms von 270°KW bis 291,6°KW. Die Zeitdiskretisierung variiert sich je nach Komplexität zwischen 0,005 und 0,25 °KW/Zeitschritt.

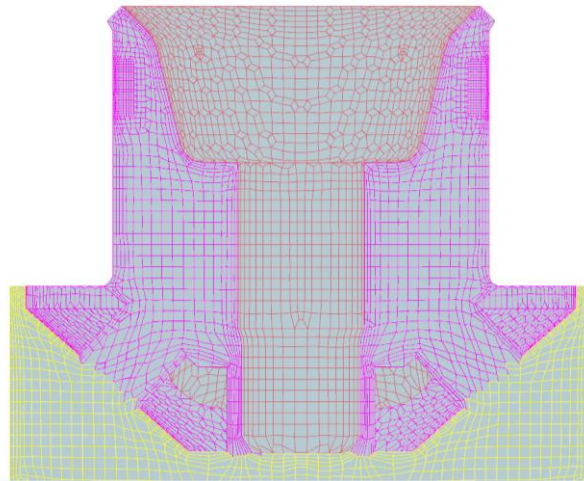


Abbildung 27 Verfeinerung des Rechengitters für die Simulation B im Kapillarbereich

Im Vergleich zur Spülung-Simulation B wurde in der Kompression-Simulation C sowie bei der DNS als auch bei der RANS-Simulation nur die Vorkammer vernetzt (siehe Abbildung 28). Die Dauer der Simulation C beträgt $75^\circ\text{KW} = \text{ca. } 7 \text{ ms}$ (von 645°KW bis 720°KW). Die Zeitdiskretisierung variiert je nach Komplexität im Bereich von $0,005 - 0,25^\circ\text{KW}/\text{Zeitschritt}$. Die Kapillarkanäle wurden in dieser Simulation berücksichtigt.

Das Berechnungsgitter der Simulation C besteht aus ca. 1,29 Millionen hexagonalen Zellen mit einer maximalen Zellenlänge von $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ im Vorkammerbereich bzw. einer Verfeinerung im Kapillaraustrittsbereich von $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ verwendet.

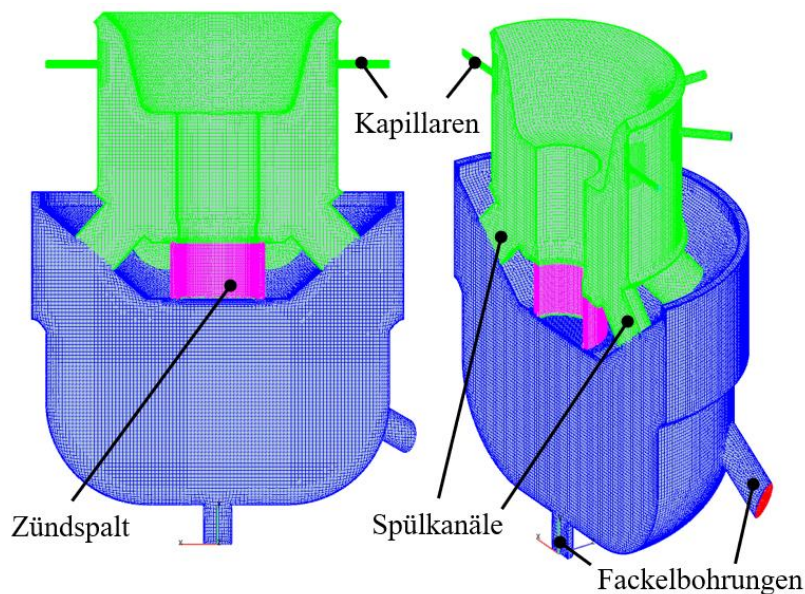


Abbildung 28 Rechengitter für die RANS-Simulation der Kompression C

Das zeitdiskrete Druckprofil aus der 1D-Simulation wurde an den Seiten der Kapillareinlässe eingestellt. In den Fackelbohrungen wurde für die DNS und RANS-Simulation ein identischer

4.2 Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS

Massenstrom implementiert. Die anderen Randbedingungen und Parameter der Simulation C bleiben wie in der Simulation B unverändert.

Modellwahl und Solvereinstellungen

In den Simulationen B und C wurde die Kombination des Wirbelviskositätsturbulenzmodells $k - \zeta - f$ mit einer hybriden Wandfunktion CWT bevorzugt (siehe 2.3.6). Der Grund dafür ist, dass diese Kombination in vergleichbaren komplexen industriellen Aufgabenstellungen eine gute Übereinstimmung mit experimentellen und DNS-Daten gezeigt hat. Darüber hinaus ist diese Art der Turbulenzmodellierung weniger anfällig für mangelhafte Rechengitterqualitäten, was bei den nachfolgenden Gesamtzyklus-RANS-Simulationen eine wichtige Rolle spielen kann. Außerdem wird eine Kombination aus dem konventionellen $k - \varepsilon$ -Modell und der Standard Wandfunktion untersucht und mit $k - \zeta - f$ -Modell verglichen.

Für die Berechnung der Impuls-, Energie- und Turbulenzgleichungen wurde aus Stabilitätsgründen in den späteren Phasen der Gesamtzyklussimulation das Interpolationsverfahren MINMOD Relaxed gewählt. Für die Berechnung der Kontinuitätsgleichung wird die klassische lineare Interpolation verwendet.

4.2.3 Simulation B Spülvorgang während des Ansaugtaktes

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der DNS und RANS-Simulation vorgestellt, verglichen und das RANS-Modell mit DNS während der Vorkammerspülung validiert. Abbildung 29 zeigt die Methankonzentration im Seitenschnitt der gespülten Vorkammerzündkerze dargestellt. Auf der linken Seite sind die Ergebnisse der DNS-Simulation und auf der rechten Seite die Ergebnisse der RANS-Simulation bei 280°KW dargestellt, was dem Zeitpunkt 1 ms nach Beginn der Einblasung entspricht.

Die RANS-Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit der DNS, wobei in der DNS die Turbulenzstruktur deutlich zu erkennen ist, was durch die direkte Berechnung der Turbulenz möglich ist. In der RANS-Simulation ist die Berechnung der zeitlichen turbulenzbedingten Fluktuationen aufgrund der Mittelungsannahmen des RANS-Modells nicht möglich. Dennoch sind die Tendenzen der Methanausbreitung in der Vorkammerzündkerze in beiden Simulationen ähnlich.

Es wurde jedoch ein Unterschied in der Strömung durch den Zündspalt festgestellt. Bei RANS wird das Methan schneller mit der Luft vermischt und strömt durch die seitlichen Spülkanäle sowie durch den Zündspalt von der hinteren in die vordere Vorkammer. Bei DNS strömt das Methan hauptsächlich durch die Spülkanäle und weniger durch den Zündspalt, obwohl der Massenstrom im Zündspalt (Luft + Methan) in der gleichen Größenordnung wie bei RANS liegt.

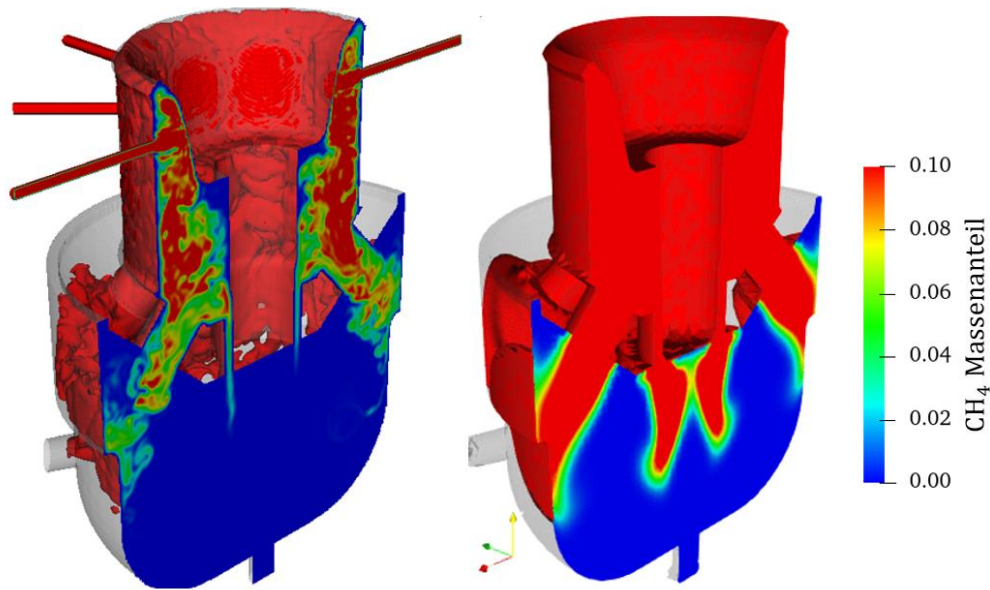


Abbildung 29 Vergleich der Methanausbreitung in der gespülten Vorkammerzündkerze bei der DNS (links) [132] und RANS-Simulation (rechts); Seitenansicht bei 280°KW

Der Unterschied liegt in der Reproduktion der Turbulenz beim Auftreffen des Methans mit Schallgeschwindigkeit auf die Wand und der anschließenden Homogenisierung von Methan und Luft in der hinteren Vorkammer für den Fall der RANS-Simulation. Wie bereits in der RANS-Simulation A gezeigt wurde, strömt ein großer Teil des Methans aufgrund der Schwäche der auf dem $k - \varepsilon$ -Modell basierenden Turbulenzmodelle bei der Strömungsablösung bzw. Strömungsteilung entlang der benetzten Wand. Im Gegensatz dazu prallt bei DNS ein größerer Teil des Methans an der benetzten Wand ab (siehe Abbildung 31 Zone a) und viel Methan wird nach unten zum Spülkanal transportiert. Infolgedessen strömt bei DNS aufgrund der genaueren Abbildung der Turbulenz mehr Methan durch die Spülkanäle und mehr reine Luft durch den Zündspalt, obwohl der Massenstrom im Zündspalt in beiden Simulationen in der gleichen Größenordnung liegt.

Abbildung 30 zeigt die Methanausbreitung in der gespülten Vorkammerzündkerze von unten aus der DNS und RANS-Simulation. Rot ist die Iso-Kontur für eine Methankonzentration von 1% dargestellt. Hier ist auch deutlich zu erkennen, dass das Methan in der DNS hauptsächlich durch die Spülkanäle und kaum durch den Zündspalt strömt. Bei der RANS-Simulation ist dies nicht der Fall und Methan strömt sowohl durch die Spülkanäle als auch durch den Zündspalt.

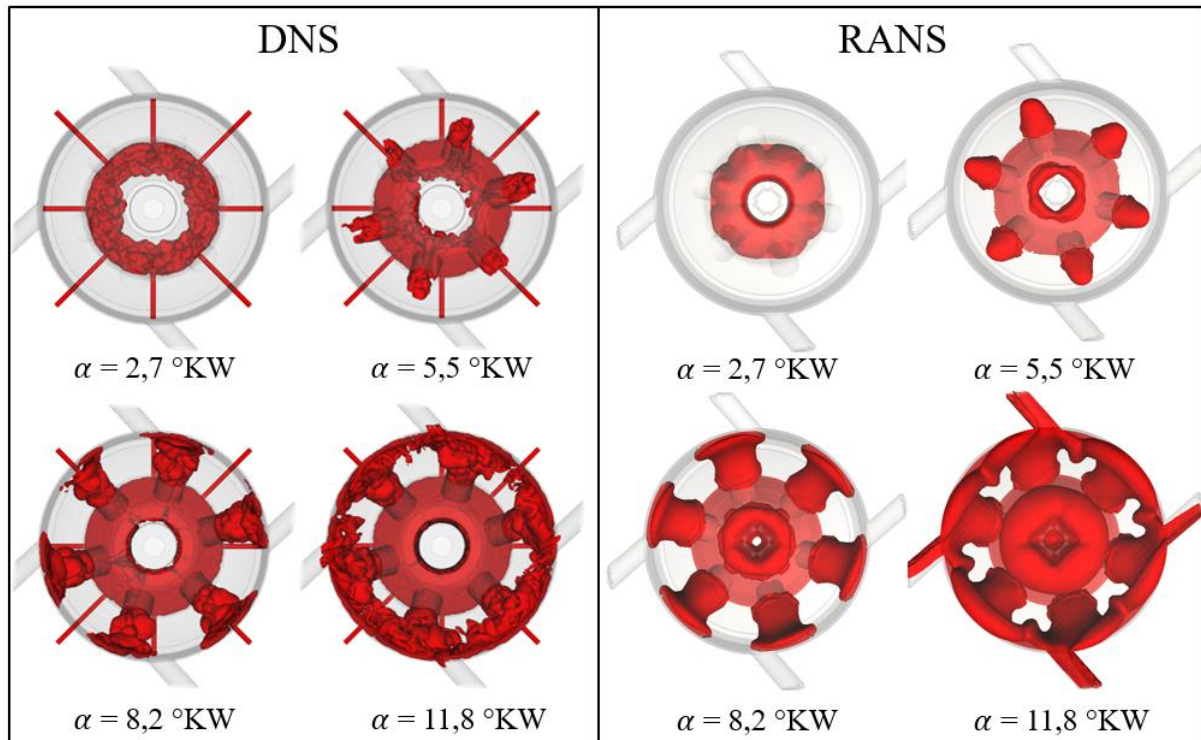


Abbildung 30 Vergleich der Methanausbreitung in der gespülten Vorkammerzündkerze zwischen DNS und RANS; rot - Iso-Kontur für eine Methankonzentration von 1%; Ansicht von unten

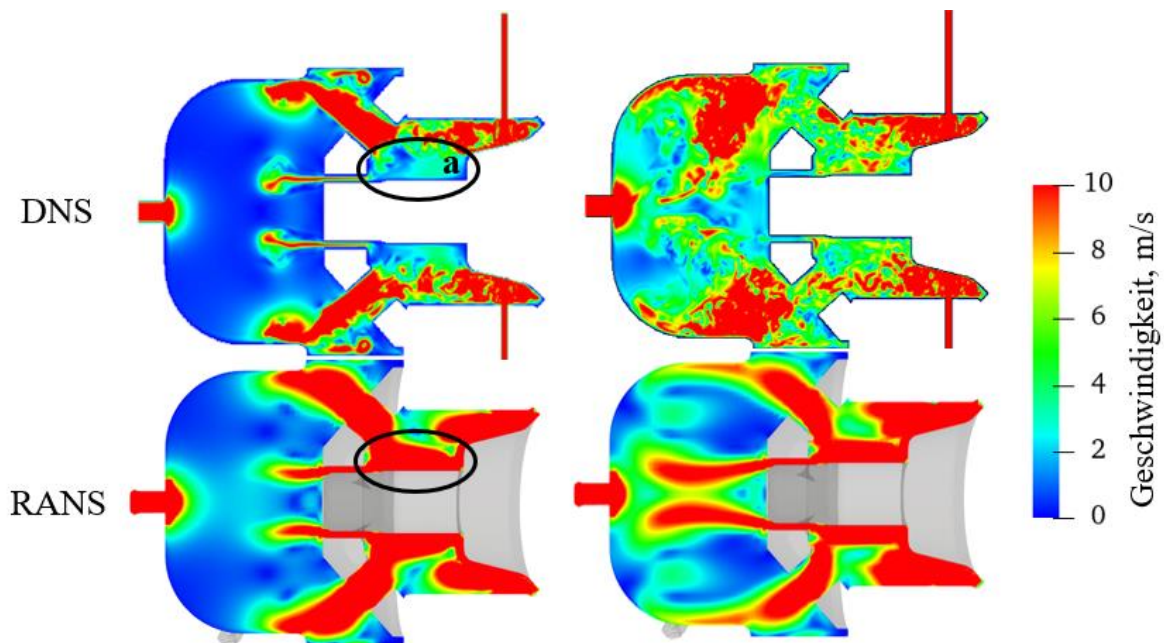


Abbildung 31 Vergleich der Geschwindigkeitsverteilung in der Vorkammerzündkerze bei DNS und RANS-Simulation während des Spülvorgangs

Es ist zu erkennen, dass nach dem Austritt aus den Kapillaren und dem Auftreffen auf die Wand eine deutliche Umlenkung des Strahls erfolgt (Abbildung 31 Zone a). Das Methan wird dann in einer turbulenten Strömung hauptsächlich nach unten zu den Spülkanälen geführt und

weniger durch den Zündspalt. Anders verhält es sich bei der RANS-Simulation, bei der die Turbulenz modelliert wird. Bei der RANS-Simulation ist die Turbulenz in der hinteren Vorkammer homogener verteilt, das Methan wird besser mit der Luft homogenisiert und tritt gleichmäßig durch die Spülkanäle und den Zündspalt aus.

Diese Diskrepanz in der RANS-Simulation ist kaum zu vermeiden. Eine genauere Abbildung dieser Zone beim Auftreffen des Methanstrahls mit Schallgeschwindigkeit kann theoretisch besser mit LES oder mit Turbulenzmodellen höherer Ordnung erreicht werden, die aber deutlich rechenaufwändiger sind und für eine Modellerweiterung auf den Hauptbrennraum nicht sinnvoll sind. Es ist zu bemerken, dass diese leicht heterogene bzw. langsamere Spülung der hinteren Vorkammerzone mit Methan nur zu Beginn innerhalb von 10-20°KW auftritt. Ansonsten hat diese Abweichung in diesem Fall nur einen geringen Einfluss auf die Endergebnisse, da das Vorkammereinblasssystem so ausgelegt ist, dass die Einblaszeitfenster lang genug sind, um die VK vollständig zu spülen.

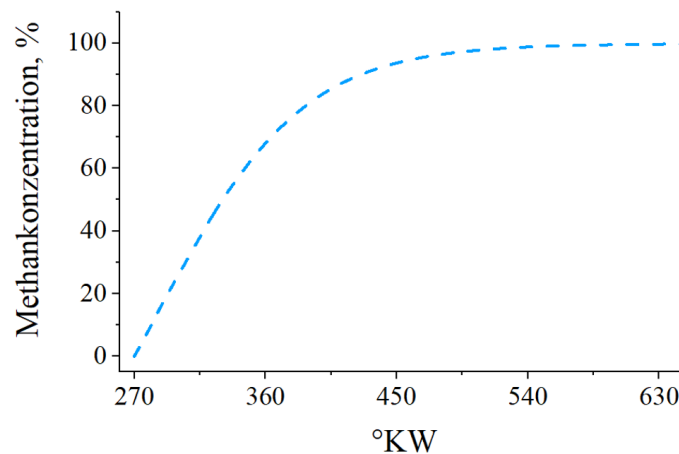


Abbildung 32 Methanmassenkonzentration in der gespülten Vorkammerzündkerze während der Spülung (RANS)

In Abbildung 32 ist die Methankonzentration in der Vorkammerzündkerze dargestellt. Es ist zu erkennen, dass während der Spülung und Ansaugung bereits nach ca. 150°KW nur noch reines Methan in der Vorkammer verbleibt. Damit haben die Simulationen gezeigt, dass die Geometrie der Vorkammer gut ausgelegt ist und in der Konfiguration in der vorgegebenen Zeit vollständig gespült werden kann.

Die Variation der Turbulenzmodelle zwischen dem $k - \zeta - f$ – und dem $k - \varepsilon$ –Modell und der Wandfunktionen im Rahmen des Simulationsmodells B ergab nur kleine Unterschiede in der Simulationsqualität, Stabilität und Rechenzeit. Die beiden Turbulenzmodelle zeigten ein ähnliches Strömungsverhalten. Quantitativ ergibt sich ein Unterschied von 3 mm in der Eindringtiefe des Methans (siehe Anhang 3), wobei sich das Methan bei dem $k - \zeta - f$ –Modell etwas schneller ausbreitet als bei dem $k - \varepsilon$ –Modell. Es ist zu erwarten, dass das $k - \zeta - f$ –Modell nur in den Fällen der breiteren Geometrieparameterstudie mit

automatischer Rechengittergenerierung und Ausreißen mit schlechterer Gitterqualität die besseren Ergebnisse liefern kann, was aber im angeführten Beispiel nicht beobachtet wurde. Die in diesem Abschnitt festgestellten Abweichungen des RANS-Modells im Vergleich zur DNS sind gering und würden die Gesamtsimulation des Motors kaum beeinflussen. Somit liefert das RANS-Modell quantitativ und qualitativ akzeptable Ergebnisse bei einem sehr geringen Rechenaufwand von 1-2 Tagen Rechenzeit.

4.2.4 Simulation C Gemischbildung während des Kompressionstaktes.

Wie bereits erwähnt, wurden die DNS und RANS-Simulationen für den Kompressionstakt durchgeführt, um die verwendeten Modelle für das andere Szenario zu überprüfen. Zu Beginn der Simulation ist die Vorkammer vollständig mit Methan gefüllt. Die Simulation beginnt an dem Punkt (645°KW), an dem die Rückströmung des Gases aus der Hauptbrennkammer in die Vorkammer beginnt. Abbildung 33 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung in der Vorkammer, wenn das Methan-Luft-Gemisch mit $\lambda = 2,0$ aus der Hauptbrennkammer strömt. In der Realität wäre das Lambda in unmittelbarer Nähe der Vorkammer aufgrund des aus der Vorkammer ausströmenden Methans fetter. Die genaue Konzentration ist jedoch unbekannt und kann nur durch die nachfolgende Gemischbildungssimulation im Gesamtmodell ermittelt werden. Zur Vereinfachung der Modellierung wurde für die Randbedingungen an den Fackelbohrungen ein Brennstoff-Luft-Gemisch von $\lambda = 2,0$ angenommen.

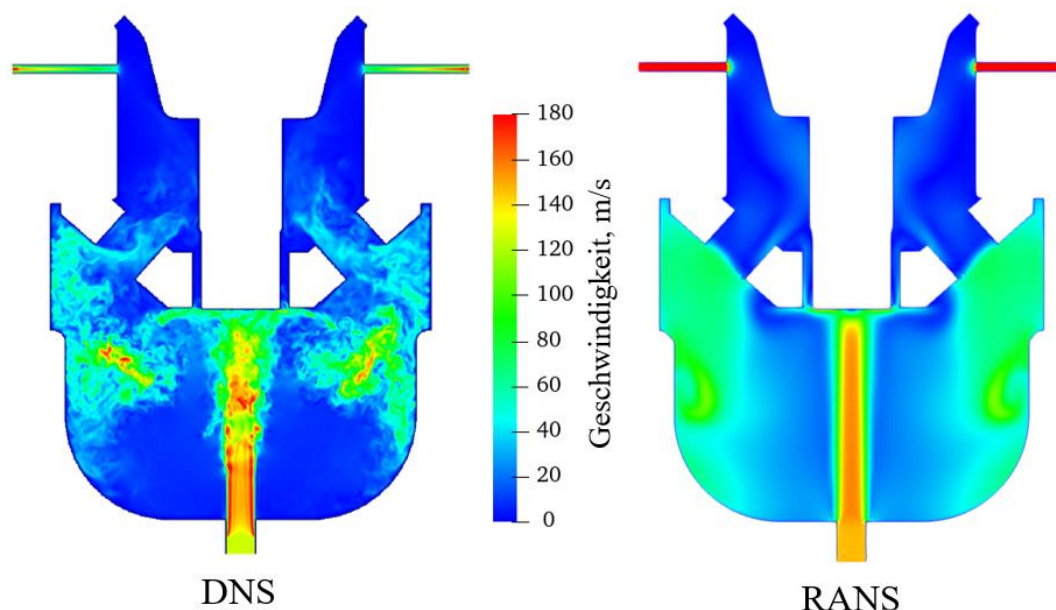


Abbildung 33 Geschwindigkeitsverteilung bei DNS und RANS-Simulation bei 680°KW

Es ist zu erkennen, dass bei DNS aufgrund der direkten Berechnung der Turbulenz und der relativ feinen Volumendiskretisierung auch die kleinsten Wirbel erkennbar sind. Die Wirbelstruktur erscheint deutlich komplexer, wobei bei RANS aufgrund der Modellierung mit dem $k - \zeta - f$ -Wirbelviskositätsmodell die Geschwindigkeitsverteilung homogener

erscheint. Der Vergleich des Gesamtbildes zeigt jedoch, dass die beiden Simulationen qualitativ und quantitativ gut übereinstimmen.

Das Gasgemisch tritt aus der zentralen Fackelbohrung aus und trifft auf die Zündelektrode. Bei DNS teilt sich der Strahl anschließend in zwei große Wirbel zu den Vorkammerwänden hin auf und bildet dort zusammen mit dem Zustrom aus den tangentialen Fackelbohrungen eine turbulente Wolke. Bei RANS zeigt sich beim Auftreffen auf die Zündelektrode aufgrund der gleichen Modellschwäche ein ähnliches Verhalten wie bei den Simulationen A und B. Ein Teil der Strömung wird in die mit der DNS gleiche Richtung abgelenkt und ein anderer Teil strömt entlang des Zündspalts.

Trotz dieser Abweichung in der Strahlablenkung von der zentralen Fackelbohrung und dem Anschluss der Strömung an den seitlichen großen Wirbel sind die Unterschiede im Gesamtbild nicht groß. Dies liegt daran, dass diese seitlichen Wirbel hauptsächlich von den Strömungen aus den 4 tangentialen Fackelbohrungen geprägt werden, die einen größeren Einfluss auf die seitlichen Wirbel haben.

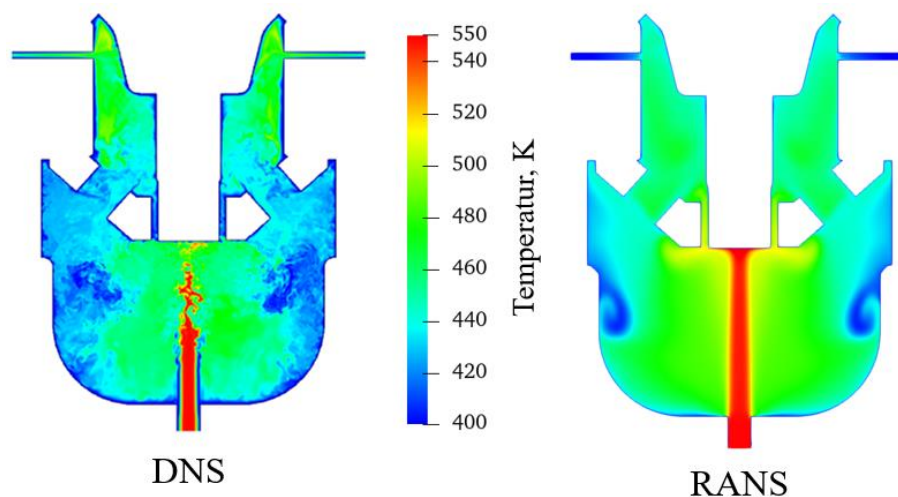


Abbildung 34 Temperaturverteilung bei DNS und RANS bei 680°KW

Abbildung 34 zeigt eine qualitativ ähnliche räumliche Verteilung in der Vorkammer. Quantitativ ist der Unterschied größer.

Um die DNS und RANS-Simulation quantitativ vergleichen zu können, wurden die Kenngrößen über die gesamte Vorkammer räumlich gemittelt und in Abbildung 35 grafisch über die Simulationszeit dargestellt. Aufgrund der Tatsache, dass der statische Druck in der DNS und RANS-Simulation in jedem Zeitschritt mit dem Druck aus der 1D-Simulation neu initialisiert wurde, stimmt dieser überein. Beim Temperaturverlauf ist hingegen ein größerer Unterschied zu erkennen.

Am Anfang ist der Unterschied zwischen DNS und RANS mit ca. 2% bei 680°KW leicht erkennbar, bis zum Ende wird der Unterschied größer, nämlich 9,5% bei 710°KW und 11% bei 720°KW. Der Unterschied kann auf die unterschiedlichen Berechnungsmethoden des Wandwärmeübergangs und auch auf den Dichteunterschied zurückgeführt werden, der weiter unten erklärt wird.

4.2 Validierung der RANS-Teil-Modelle mit der DNS

Bei der Dichte ist ab der Mitte der Simulation ein leichter Unterschied zu erkennen. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass am Ende der Kapillaren bei der RANS-Simulation die Druckrandbedingungen und bei der DNS-Simulation der Druckgradient 0 Randbedingung angewendet wurde. Es war nicht möglich, die identischen Randbedingungen in diesem Fall aufgrund von Solver-Unterschieden anzuwenden. Infolgedessen berechnen die Solver von RANS und DNS den Massenstrom des Ausflusses in den Kapillaren unterschiedlich. Daraus resultiert der Unterschied in der Dichte.

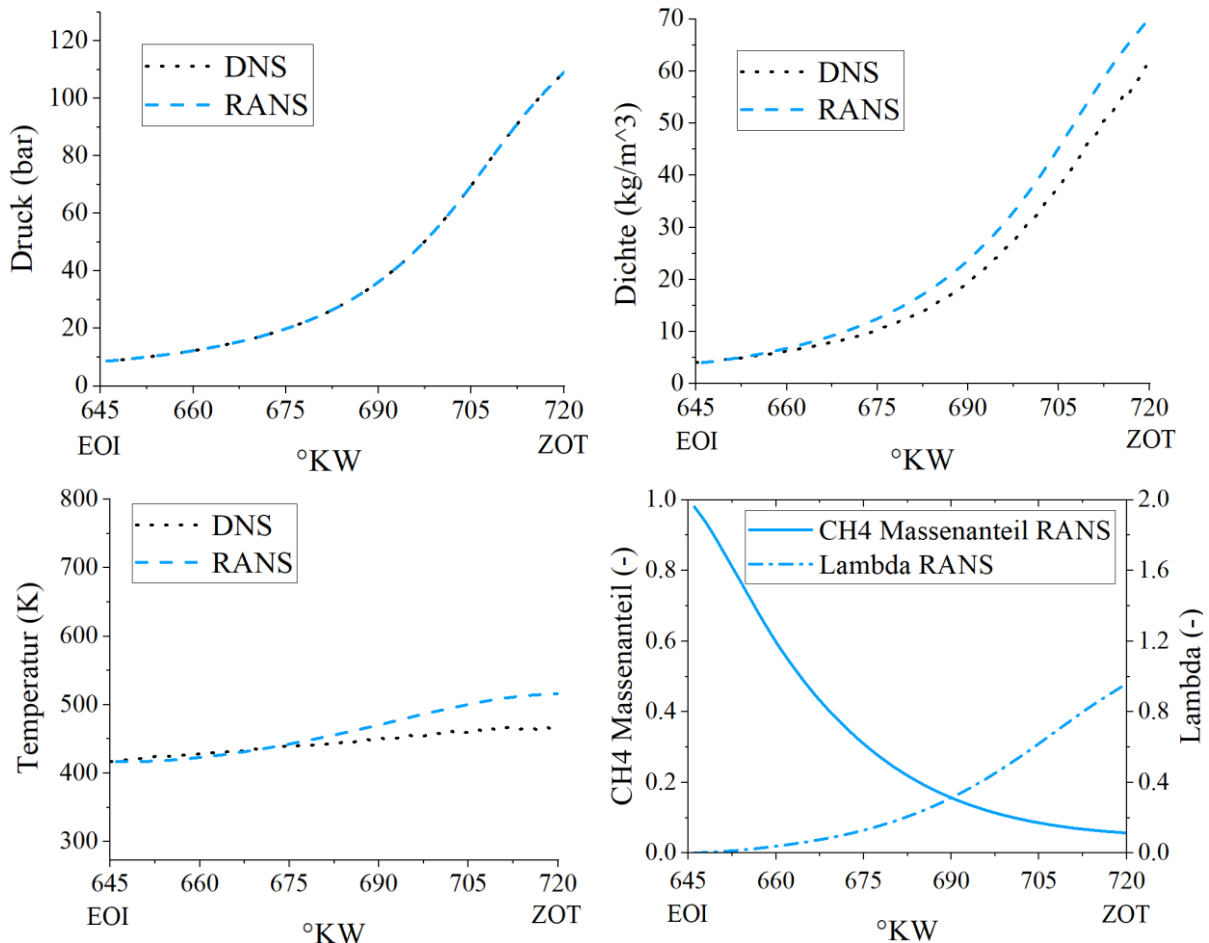


Abbildung 35 Gemittelte Druck-, Dichte- Temperatur-, Methanmassenanteil- und Lambdaverläufe in der Vorkammerzündkerze während der Kompression

Zur besseren quantitativen Beschreibung der thermodynamischen Größen, wie z.B. Temperatur, Dichte, werden im weiteren Verlauf der Gesamtmodellrechnung die realistischeren und eindeutigeren Randbedingungen als 0-Druckgradient bei DNS verwendet. Bei dieser Simulation wurde mehr Wert auf eine gute Übereinstimmung der Strömungsvorgänge gelegt.

Die letzte Grafik in Abbildung 35 zeigt den zeitlichen Verlauf der Methankonzentration und des resultierenden λ . In der Grafik sind nur die Daten der RANS-Simulation dargestellt, da die DNS-Daten zur Methankonzentration während der Aufzeichnung der Zwischenergebnisse beschädigt wurden. Die Grafik zeigt, dass sich am Ende der Verdichtung, in dem Zeitbereich, in dem die Zündung erfolgen muss, ein zündfähiges Kraftstoff-Luft-Gemisch mit $\lambda = 0,8$ –

0,95 bildet. Wie bereits erwähnt, wurde das in die Vorkammer einströmende Kraftstoff-Luft-Gemisch mit $\lambda = 2,0$ angenommen, welches in der Realität lokal um die Vorkammer herum fetter wird und somit auch das λ in der Vorkammer kurz vor ZZP. Das $\lambda = 2,0$ wurde als Worst-Case-Szenario angenommen, um zu überprüfen, ob durch das Einblasesystem ausreichend Kraftstoff eingebracht werden kann. Bei geringerem Kraftstoffbedarf erfolgt die Optimierung der Kraftstoffmasse entweder durch Reduzierung des Drucks oder durch Verkürzung der Einblaszeit. Letztendlich werden die besten Randbedingungen gewählt, um die gewünschte Energiefreisetzung in der Zündphase zu gewährleisten.

Zusammenfassend konnte festgestellt werden, dass bei der Validierung des RANS-Modells mit der DNS eine gute Übereinstimmung erzielt wurde. Mit dem RANS-Modell konnten die Strömungsvorgänge gut und sehr effizient abgebildet werden, wobei die Simulationszeit auf die Größenordnung von zwei Tagen reduziert wurde. Darüber hinaus wurden die Abweichungen bzw. Schwächen des RANS-Modells identifiziert, die im Vergleich zur DNS mit direkter Turbulenzberechnung unvermeidbar sind. Es wurde jedoch festgestellt, dass diese kein großes Risiko für die weiteren Simulationen des Gesamtzyklus darstellen und durch eine weitere Verbesserung der Randbedingungen minimiert werden können.

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

In diesem Abschnitt wird der Aufbau des RANS-Modells für die Simulation des gesamten Zyklus auf der Grundlage der vorherigen Validierungen mit DNS erläutert. Anschließend wird das RANS-Gesamtmodell mit den Versuchsergebnissen validiert.

4.3.1 Aufbau des Berechnungsmodells

Lösungsgebiet und Gitteraufbau

Das Lösungsgebiet stellt die reale Geometrie des Einzylindermotors (siehe Tabelle 6) und der in den Zylinderkopf integrierten gespülten Vorkammerzündkerze dar. Das zuvor berechnete Vorkammereinblasesystem hat ein Vorkammervolumen von $1,26 \text{ cm}^3$, was 0,23% des Kompressionsvolumens entspricht. Das ursprüngliche Vorkammervolumen wurde vom Motorenhersteller vorgegeben und wird im weiteren Verlauf nach erfolgreicher Modellvalidierung variiert.

Tabelle 6 Motorparameter

Bohrung	175 mm
Hub	215 mm
Verdichtungsverhältnis	10,6
Nenngeschwindigkeit	1500 min ⁻¹
Hubvolumen	5,171 dm ³
Kompressionsvolumen	0,539 dm ³
Vorkammervolumen	1,26 cm ³

Als Zellentyp wurden für diesen Fall Polyeder gewählt, da diese Gitterart einen guten Kompromiss zwischen Rechenzeit und Rechenqualität für die Verbrennungssimulation vor allem auf einem bewegten Gitter bietet. Polyederzellen kommen bei diesem Schwierigkeitsgrad der Simulation zum Einsatz, da bei Simulationen mit einem bewegten Rechengitter die Rechenstabilität und die Rechenzeit an Bedeutung gewinnen. Ein Hexaedergitter kann jedoch von Vorteil sein, wenn es sich um eine stationäre Aufgabe bzw. ein stationäres Gitter handelt, das System wenig dynamisch ist und keine Geometrievariation auftritt. So kann mit einem strukturierten, oder blockstrukturiertem Hexaedergitter durch manuelle Anpassung an die Geometriespezifikation die Simulationszeit reduziert werden. Dennoch kann die Erstellung und Optimierung solcher Hexaedergitter mit guter Qualität jedoch sehr viel Vorverarbeitungszeit in Anspruch nehmen, was bei einer großen Anzahl von Geometrievariationen zu einem hohen Zeitaufwand führt. In diesen Fällen wäre die Verwendung von Polyederzellen unter Berücksichtigung der Vorverarbeitungs- und Rechenzeit effizienter.

Die Berechnung der Strömungs- und Verbrennungsvorgänge in der Simulation D erfolgt im Lösungsbereich mit zwei Brennräumen sehr unterschiedlichen Volumens, wobei eine sehr unterschiedliche Gitterfeinheit vorausgesetzt wird. Die Vorkammergeometrie spielt eine wichtige Rolle bei der Gemischbildung und der Verbrennung, und die kleinen Details der Vorkammer müssen gut vernetzt sein. Es ist auch zu beachten, dass die Vorkammer mit einem sehr feinen Gitter und hohen Geschwindigkeiten über den gesamten Motorzyklus aktiv ist und die gesamte Simulation verlangsamt, wenn die Vernetzung nicht optimiert ist.

Um die kleinen Details einer Vorkammer mit Hexaedern zu erfassen, müssen die Zellen sehr fein sein. Polyederzellen hingegen können sich aufgrund ihrer Flexibilität besser an komplexe Geometrien anpassen, so dass bei gleicher Gitterqualität weniger Zellen und damit weniger Rechenzeit benötigt werden. In einigen Studien konnte die Zellenzahl beim Übergang von Hexaeder- zu Polyederzellen halbiert werden [100]. Natürlich spielt hier auch die Strategie des Aufbaus der Polyedergitter auch eine wichtige Rolle. Außerdem wird die automatische Gittergenerierung durch die erhöhte Flexibilität weniger fehleranfällig, was bei Geometrievariation und Berechnung mehrerer Cases die Gesamt-Rechenzeit reduziert.

In der Regel erfolgt die automatische Gittergenerierung in mehreren Schritten, wobei zunächst ein Tetraeder-, Hexaeder- oder Hybridgitter erzeugt wird und anschließend die erzeugten einfacheren Zellen zu Mehrflächenzellen zusammengefasst werden. Dabei können verschiedene Optimierungsschritte, wie z. B. das Verschieben von Eckpunkten, durchgeführt werden, um die Qualität der Zellen zu verbessern [59].

Zur Simulation der Motorprozesse über den gesamten Motorzyklus muss das Rechengitter eine Kolbenbewegung zeitdiskret abbilden. Dabei wird jedem Simulationszeitpunkt ein stationäres Rechengitter zugeordnet und zwischen den stationären Rechengittern zwischen den Zeitschritten umgeschaltet, die Daten übertragen und interpoliert. Die Umschaltung zwischen den Rechengittern erfolgt nicht in jedem Zeitschritt, sondern je nach Komplexität der Vorgänge in der jeweiligen Motorphase alle 2,5-10°KW. Vor der Vernetzung werden alle Gitterteile in stationäre, bewegte und Dehnungsbereiche unterteilt. Die Bewegung wird durch Dehnung, Komprimierung oder Hinzufügen einer neuen Zellschicht in der Bewegungsbereiche zwischen den stationären und beweglichen Teilen erreicht. In der Simulation D wird diese Methode verwendet, um die Bewegung des Kolbens und der Einlass- und Auslassventile zu reproduzieren.

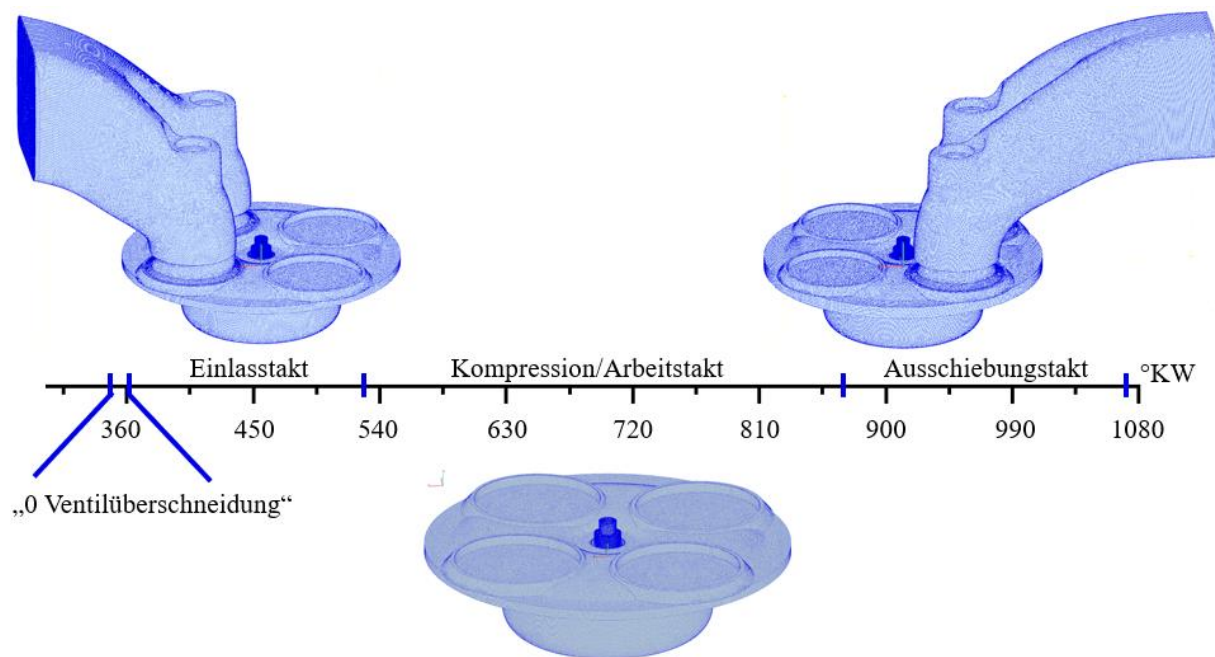


Abbildung 36 Phasen des bewegten Gitters

Um die Rechenzeit zu reduzieren, werden während der einzelnen Motortakte nur die mit dem Zylinder gekoppelten Motorbereiche "aktiviert". Dies bedeutet, dass die Einlasskanäle während des Einlasstaktes aktiv sind und die Ventilbewegung mit der oben beschriebenen Methode dargestellt wird (siehe Abbildung 36). Analog funktioniert dies während des Ausstoßtaktes. Der Vorkammerbereich und der Hauptbrennraumbereich sind immer aktiv. Während des Verdichtungs- und Arbeitstaktes sind die Ein- und Auslasskanäle deaktiviert und die Ventile geschlossen. Die Ventile gelten als geschlossen, wenn der Ventilsplatt $< 0,15$ mm ist.

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

Für eine hinreichend gute Darstellung der Strömung zwischen dem Ventilteller und Ventilsitzring muss der Spalt durch mindestens acht Zellen dargestellt werden. Je kleiner der Spalt ist, desto kleiner sind die Zellen und desto größer ist die Strömungsgeschwindigkeit. Bei einer Spaltgröße von 0,15 mm sind einerseits die Massenströme vernachlässigbar klein, andererseits steigt der Rechenaufwand um ein Vielfaches, so dass die Simulationszeit unnötig verlängert wird. Außerdem stellt das Schließen und Öffnen des Ventils den numerisch instabilsten Simulationsbereich dar.

Bei der gegebenen Motorkonfiguration gibt es eine minimale Ventilüberschneidung, aber aufgrund der Tatsache, dass während der Ventilüberschneidung alle vier Ventile einen Spalt $< 0,15$ mm haben, ist die Ventilüberschneidung vernachlässigbar klein und wird im Modell nicht berücksichtigt. Diese kleine Ventilüberschneidung hat einen geringen Einfluss auf das Simulationsergebnis, erhöht aber den Simulationsaufwand um ein Vielfaches. Aus diesem Grund ergibt sich im OT ein Zeitintervall zwischen 349°KW und 363°KW , in dem die Ein- und Auslassventile geschlossen sind.

Die Gitterparameter basieren auf Erfahrungswerten aus vorangegangenen Simulationen. Der Lösungsbereich besteht aus verschiedenen Gebieten, die sich über den Motorzyklus ändern. Eine Zone, die mehr oder weniger konstant bleibt, ist die Vorkammerzündkerze, da sie über den gesamten Zyklus aktiv ist und weniger von den beweglichen Teilen beeinflusst wird. Das Berechnungsgitter der Vorkammer besteht aus ca. 10^6 Zellen, was im Vergleich zur Simulation C (1,29 Mio.) zwar weniger ist, aber durch die Verwendung von Polyederzellen eine bessere Qualität gewährleistet. Die in der Vorkammer verwendeten Zellen sind die feinsten des gesamten Rechengitters und haben eine Zellenlänge von $1,25 \cdot 10^{-2}$ mm.

Die Zellenzahl des Gesamtrechengitters ist sehr variabel und ändert sich während des Motorzyklus in Abhängigkeit von der Kolbenbewegung, den variablen Ventilsplattverfeinerungen und der Aktivierung bzw. Deaktivierung der Einlass- und Auslasskanäle. Das Rechengitter ist im ZOT und LOT bei deaktivierten Ein- und Auslasskanälen am kleinsten und hat eine Zellenzahl von $2 \cdot 10^6$. Im UT bei geöffneten Auslasskanälen ist das Rechengitter am größten, hat eine Zellenzahl von $6,2 \cdot 10^6$ und stellt mit der Zellenverfeinerung und den hohen Geschwindigkeiten im Ventilsplattbereich den schwierigsten und langsamsten Simulationsabschnitt dar. Die Zellenlänge im Zylinder und in den Ein- bzw. Auslasskanälen beträgt maximal 0,14 mm.

In Abbildung 37 ist das Rechengitter bei 363°KW im Ansaugtakt im Schnitt dargestellt, wenn die Ventile gerade geöffnet wurden, was einen Überblick über die Größenordnung der Zellen gibt.

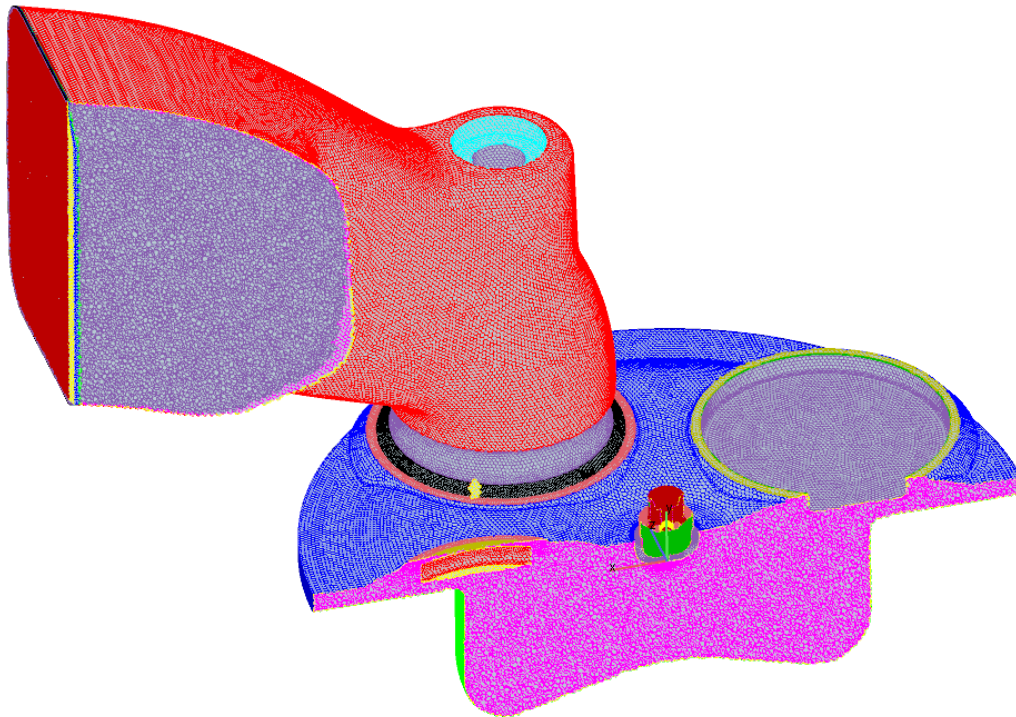


Abbildung 37 Berechnungsgitter bei 363°KW im Z-Schnitt

Zur Vereinfachung des Rechengitters und zur Verkürzung der Simulationszeit wird eine Vereinfachung der Kapillaren vorgenommen. Die Vereinfachung besteht in der Vergrößerung des Kapillardurchmessers von $d_{\text{Kapillare}} = 0,28 \text{ mm}$ auf $d_{\text{Kapillare}} = 1,5 \text{ mm}$ bei gleichbleibendem Massenstrom. Diese Maßnahme wurde getroffen, da zwischen der Vorkammer und dem Einblasesystem eine große Druckdifferenz besteht ($\frac{p_{\text{ES}}}{p_{\text{VK}}} \gg 2$) und die Kapillaren einen Engpass darstellen. Dies führt zum Erreichen der Schallgeschwindigkeit in den Kapillaren, die bei Temperaturerhöhung unter den gegebenen Randbedingungen $> 400 \text{ m/s}$ beträgt. Bei derart hohen Geschwindigkeiten muss aus Gründen der Simulationsstabilität die CFL-Zahl durch eine deutliche Reduzierung der Zeitschrittweite begrenzt werden, was die Rechenzeit deutlich erhöht.

Die Kapillaren sind während der gesamten Simulationszeit offen und der Zeitschritt sollte kontinuierlich klein gehalten werden. Aus diesem Grund wurde der Kapillarquerschnitt vergrößert, was bei gleichbleibendem Massenstrom zu einer starken Geschwindigkeitsreduktion führt. Dadurch kann der Simulationsaufwand um ein Vielfaches reduziert werden. Abbildung 38 zeigt das Rechengitter mit den vergrößerten Kapillaren. Der Vergleich der Simulationen A, B und C mit originalem Kapillardurchmesser und Simulation D mit vergrößertem Durchmesser zeigt, dass diese Vereinfachung kaum Einfluss auf die Gesamtsimulation des Zylinders hat, jedoch den Rechenaufwand deutlich reduziert. Mit der Modifikation dauert die Berechnung eines Simulations-Cases D mit der Verbrennung im bewegten Gitter ca. 12 Tage. Ohne diese Vereinfachung würde die Berechnung aufgrund der numerischen Instabilität und der sehr kleinen Zeitschrittweite mehr als 3 Monate dauern.

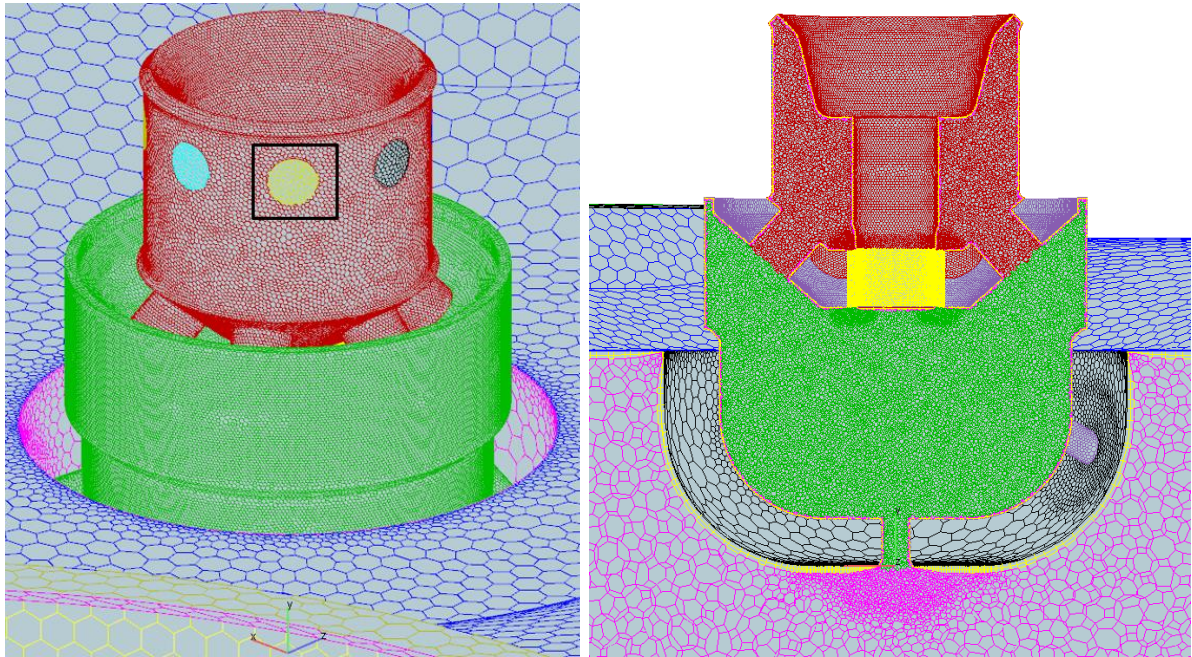


Abbildung 38 Berechnungsgitter der Vorkammer mit den vergrößerten Kapillaren

Im Bereich der Strömungsgrenzschicht wird auf die hybride Wandbehandlung CWT (siehe Abschnitte 2.3.6 und 4.2.2) zurückgegriffen. Dabei wird das Rechengitter entlang aller Wände blockstrukturiert bzw. orientiert und entsprechend der zu erwartenden Geschwindigkeit skaliert. Dabei werden die Zellen in Richtung senkrecht zur Wand breiter gewählt, was in den meisten Fällen zur Aktivierung der generalisierten Wandfunktion GWT führt. Anstelle einer feinen Diskretisierung der Grenzschicht wie bei DNS wird bei der RANS-Simulation die wandnahe Strömung mit der GWT deutlich effizienter abgebildet, was die Rechenzeit weiter reduziert.

Zur besseren Abbildung des Verbrennungsvorganges und der Flammenausbreitung wird im Bereich der Fackelstrahlen eine Zellenverfeinerung durchgeführt. Insbesondere beim Austritt der Flamme aus der Fackelbohrung kann eine schlechtere Abbildung der Flammenkontur aufgrund zu großer Zellen zu einer fehlerhaften Flammenausbreitung führen. Aus diesem Grund wird der Bereich mit halb so großen Zellen (Zellenlänge max. 0,7 mm) aber nur im Zeitfenster der Strahlausbreitung vernetzt. Im Bereich des Zündspaltes erfolgt zusätzlich eine Verfeinerung mit einer Zellengröße von 0,05 mm.

Solver-Einstellungen

Nachfolgend wird ein kurzer Überblick über die Solverparameter gegeben. Die Berechnung erfolgt über den gesamten Zyklus (720°KW) mit einer zusätzlichen Anlaufzeit zu Beginn der Simulation (+60°KW), so dass sich die Simulation zu Beginn numerisch stabilisiert hat und die Zylinderinnenströmungen ausgebildet sind. 0°KW und alle 720°KW sind die ZOT. Die Simulation beginnt am Ende des Ausstoßtaktes des vorhergehenden Zyklus ab 300°KW. Die Anfangsbedingungen werden aus der 1D-Simulation übernommen und es wird angenommen, dass der gesamte Berechnungsbereich mit Abgas gefüllt ist. Dementsprechend dauert der

nächste Zyklus von 360°KW bis 1080°KW (siehe Abbildung 36). Der Zeitschritt variiert je nach Komplexität des Ereignisses zwischen 0,005°KW und 0,2°KW, so dass z. B. beim Öffnen der Ventile der Zeitschritt $\Delta t = 0,005^\circ\text{KW}$ und bei der Kompression, wenn alle Ventile geschlossen sind, $\Delta t = 0,2^\circ\text{KW}$ beträgt.

Bei der Wahl des Turbulenzmodells wurde auf Basis der validierten Simulationen A, B und C das $k - \zeta - f$ -Modell in Kombination mit der hybriden Wandbehandlung CWT gewählt. Das $k - \zeta - f$ -Modell wurde von Hanjalic und Popovac et al in 2004 [88] vorgeschlagen und basiert sich grundsätzlich auf dem klassischen 2-Gleichung Wirbel-Viskositätsmodell $k - \varepsilon$ (für detaillierte Informationen zu den genannten Turbulenzmodellen wird auf den Abschnitt 2.3.6 verwiesen). Während der Validierung der Simulationen A, B und C hat das $k - \zeta - f$ -Modell eine gute Übereinstimmung mit den DNS-Daten sowie eine gute Berechnungsstabilität bzw. -effizienz gezeigt. Mehrere Studien [133–135] weisen auf eine gute Eignung des $k - \zeta - f$ -Modell bei der Lösung der strömungsmechanischen Probleme in den transienten Motorsimulationen und dies wird im Rahmen dieser Dissertation mittels den Versuchsergebnissen validiert.

Für die Berechnung der Kontinuitätsgleichung in der Gesamtzyklussimulation wird die klassische lineare Interpolation verwendet. Zur Berechnung der Impuls-, Energie- und Turbulenzgleichungen wurde aus Stabilitätsgründen das Interpolationsverfahren MINMOD-Relaxed gewählt, das in den Simulationen B und C eine gute Stabilität zeigte. Eine Ausnahme in Bezug auf das Interpolationsschema stellt der Zeitabschnitt während der Verbrennung in der Vorkammer dar, der im Folgenden beschrieben wird.

Verbrennung

Die Verbrennungsmodellierung ist der komplexeste Teil der Simulation, der im Falle der Vorkammerzündung noch komplexer wird, da sie zu einem anderen Verbrennungsregime gehört als die Verbrennung in dem Hauptbrennraum. Jedes Verbrennungsmodell hat seine eigenen Grenzen und Schwächen, insbesondere im Hinblick auf prädiktive Simulationen. Jedes Verbrennungsmodell erfordert eine Kalibrierung zahlreicher Faktoren, damit die Simulation die natürlichen Prozesse so realitätsnah wie möglich abbildet. Da es sich bei Verbrennungsmotoren mit Vorkammerzündkerze um eine turbulente Verbrennung in komplexen beweglichen Geometrien handelt, ist die Verwendung einfacher Verbrennungsmodelle nicht sinnvoll.

Zur Beschreibung der vorgemischten Verbrennung in Ottomotoren werden in der Regel Flammenflächenmodelle CFM verwendet, die auf der Flamelet-Annahme [101] basieren (detaillierte Beschreibung siehe Abschnitt 2.3.7). Die Vorkammerzündung und nachfolgende Verbrennung im Hauptbrennraum stellen ein gemischtes Verbrennungsregime dar und arbeiten teilweise außerhalb des Regimes der turbulenten vorgemischten Verbrennung. Das modernisierte 3-Zonen-Flammenflächenverbrennungsmodell ECFM-3Z ist in der Lage, auch die Abweichung vom Regime der vorgemischten Verbrennung abzudecken und wird daher für die Modellierung der Vorkammerzündung im Rahmen dieser Dissertation eingesetzt.

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

In der Vorkammer erfolgt die Zündung und Verbrennung eines leicht inhomogenen stöchiometrischen Gemisches und in dem Hauptbrennraum - die Verbrennung eines mageren homogenen Gemisches statt. Besondere Schwierigkeiten bereitet die Modellierung des Flammenübertrittes durch die Fackelbohrungen. Hiermit findet die Verbrennung gleichzeitig in der Vorkammer, dem Hauptbrennraum und den Fackelbohrungen statt, die zu unterschiedlichen Verbrennungsregimen gehören. Diese lassen sich in der Borghi-Peters-Diagramm (siehe Abbildung 18) im Bereich zwischen den Zonen der gefalteten Flamme (eng. corrugated flames) und der verdickten turbulenten Flamme (eng. thickened flames) einordnen.

Um die beschriebenen Verbrennungsvorgänge mit dem Verbrennungsmodell ECFM-3Z abbilden zu können, muss der Übergang zwischen den beiden Verbrennungsregimen durch den variablen Flammenausdehnungsfaktor (eng. Stretch Factor) kompensiert werden. Der Flammenausdehnungsfaktor ist der Verbrennungsmodellparameter, der den Einfluss der Turbulenz auf die Verbrennungsgeschwindigkeit skaliert (für Details siehe Abschnitt 2.3.7). Er ist in einem derart komplexen System nicht rein analytisch berechenbar und muss im Rahmen der nachfolgenden Validierung der Motorsimulation experimentell bestimmt werden.

Infolgedessen muss der Flammenausdehnungsfaktor zeitabhängig aus zwei oder mehr Stufen während der Verbrennung in der Vorkammer und im Hauptbrennraum dargestellt werden. Dabei ist der Verlauf des Flammenausdehnungsfaktors so zu wählen, dass der Druckverlauf und insbesondere die Lage des Verbrennungsschwerpunktes der Simulationen mit den Versuchen übereinstimmen. Dies muss für mehrere Betriebspunkte mit unterschiedlichen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen durchgeführt werden, um die Änderungsgesetze des Flammenausdehnungsfaktors zu ermitteln, die für die weitere Extrapolation und weitere prädiktive Simulationen verwendet werden. Je nach Systemkomplexität und Parameteränderungen muss diese Validierung wiederholt werden, um die Aussagekraft weiterer prädiktiver Simulationen zu erhöhen. Dies kompensiert die Schwäche des Verbrennungsmodells.

Eine weitere Maßnahme zur Verbesserung der Modellqualität betrifft die Variation der Interpolationsschemata, die im Abschnitt 2.3.2 ausführlich erläutert wurden. Wie bereits erwähnt, sind kleine Details bei der Vorkammerverbrennung und beim Übergang zur Hauptbrennraumverbrennung von großer Bedeutung. Die Sensitivität der Simulation ist sehr hoch. Aus diesen Gründen ersetzt das genauere Interpolationsschema AVL SMART Bounded das numerisch stabilere Interpolationsschema MINMOD Relaxed für die Zeit der Vorkammerverbrennung und während des Verbrennungsübergangs. Die geringere numerische Stabilität von AVL SMART wird durch eine feinere Zeitdiskretisierung während der Verbrennung kompensiert.

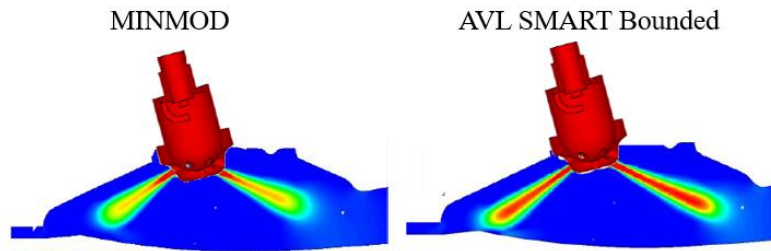


Abbildung 39 Vergleich der Flammenausbreitung aus den Fackelbohrungen mit unterschiedlichen Interpolationsschemata [100]

Aus der Abbildung 39 ist der Unterschied in der Modellierung mit den genannten Interpolationsschemata zu sehen. AVL SMART Bounded bietet eine genauere Abbildung des Fackelstrahls und ist die erforderliche Maßnahme für die genauere Modellierung des Verbrennungsvorgangs in dem Hauptbrennraum.

4.3.2 Modellverifizierung

In diesem Kapitel werden die Hauptmerkmale der Simulationsergebnisse für einen repräsentativen Betriebspunkt dargestellt. Dabei handelt es sich um die Volllast bei einer Drehzahl von 1500 min^{-1} mit einem homogen verteilten Kraftstoff-Luft-Gemisch mit $\lambda = 1,8$ im Hauptbrennraum. Die folgenden Visualisierungen geben einen Überblick über die qualitative Genauigkeit der Vorgänge während des Ladungswechsels, der Vorkammerspülung und der Verbrennung mit dem entwickelten Simulationsmodell.

Spülung & Gemischbildung

Die Simulation beginnt am Ende des Ausstoßtaktes bei 300°KW . Zu Beginn der Simulation sind alle Volumenelemente des Rechengitters mit Abgas gefüllt. Der Druck in dem Hauptbrennraum ist bereits niedriger als der Einblasdruck der Vorkammer, so dass sofort mit der Spülung begonnen wird. In Abbildung 40 ist zu erkennen, dass während der Abgasspülung die Methankonzentration in der VK schnell ansteigt, bei 405°KW bereits 95% beträgt und dann langsam weiter auf über 99,5% ansteigt.

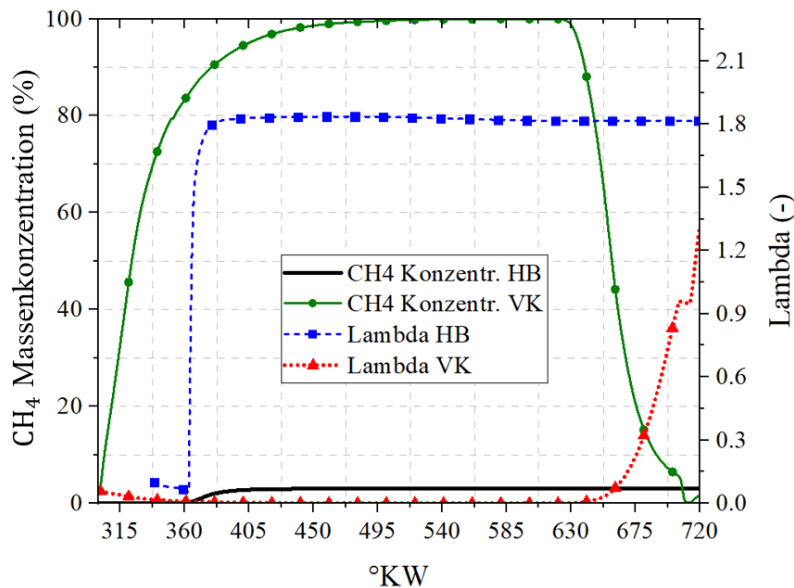


Abbildung 40 Verbrennungsluftverhältnis Methanmassenkonzentration im Hauptbrennraum und in der Vorkammer

Abbildung 41 bildet den Spülvorgang in der Vorkammer ab. Die hintere VK wird in den ersten 20°KW schnell vom Abgas gespült. Danach gelangt das Methan durch die Spülkanäle und den Zündspalt (vgl. Abbildung 20) in die vordere VK und bildet dort eine turbulente Wolke. Das Methan drückt das Abgas aus der Vorkammer, ein Teil des Methans wird mit Abgas homogenisiert und langsam aus der VK in den Hauptbrennraum ausgespült. Bei 500°KW liegt die Methankonzentration in der VK bei nahezu 100%. Während der Kompressionsphase ab ca. 600°KW strömt das Methan-Luft-Gemisch in die mit Methan gefüllte VK und bildet dort bei ZZP 704°KW ein zündfähiges Gemisch mit dem Mittelwert $\lambda = 0,92$ (siehe Abbildung 40). Das Strömungsverhalten stimmt gut mit den vorangegangenen DNS und RANS-Simulationen B des Spülvorgangs überein (siehe Kapitel 4.2.3). Aufgrund der guten Auflösung und der Verwendung des Polyederrechengitters konnte das Strömungsverhalten, insbesondere der Aufprall des Methanstrahls auf eine Wand, sogar noch besser nachgebildet werden. Wie bereits erwähnt, handelt es sich hierbei um einen Fall, der bei RANS-Simulationen mit Wirbelviskositätsmodellierung in der Regel nur schwer exakt abgebildet werden kann.

In Abbildung 41 ist bei 305 bis 310°KW zu erkennen, dass das Methan nach dem Auftreffen auf die Wand stärker abgelenkt wird als in der RANS Simulation B. Folglich strömt das Methan mehr durch die seitlichen Spülkanäle als durch den Zündspalt, was eine noch bessere Übereinstimmung mit der DNS gewährleistet. Dies kann auch daran liegen, dass durch die Annahme der Kapillaraufweitung (siehe Kapitel 4.3.1) die Geschwindigkeiten nicht mehr in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit liegen und die Turbulenzberechnung stabiler ist und somit zu genaueren Ergebnissen führt.

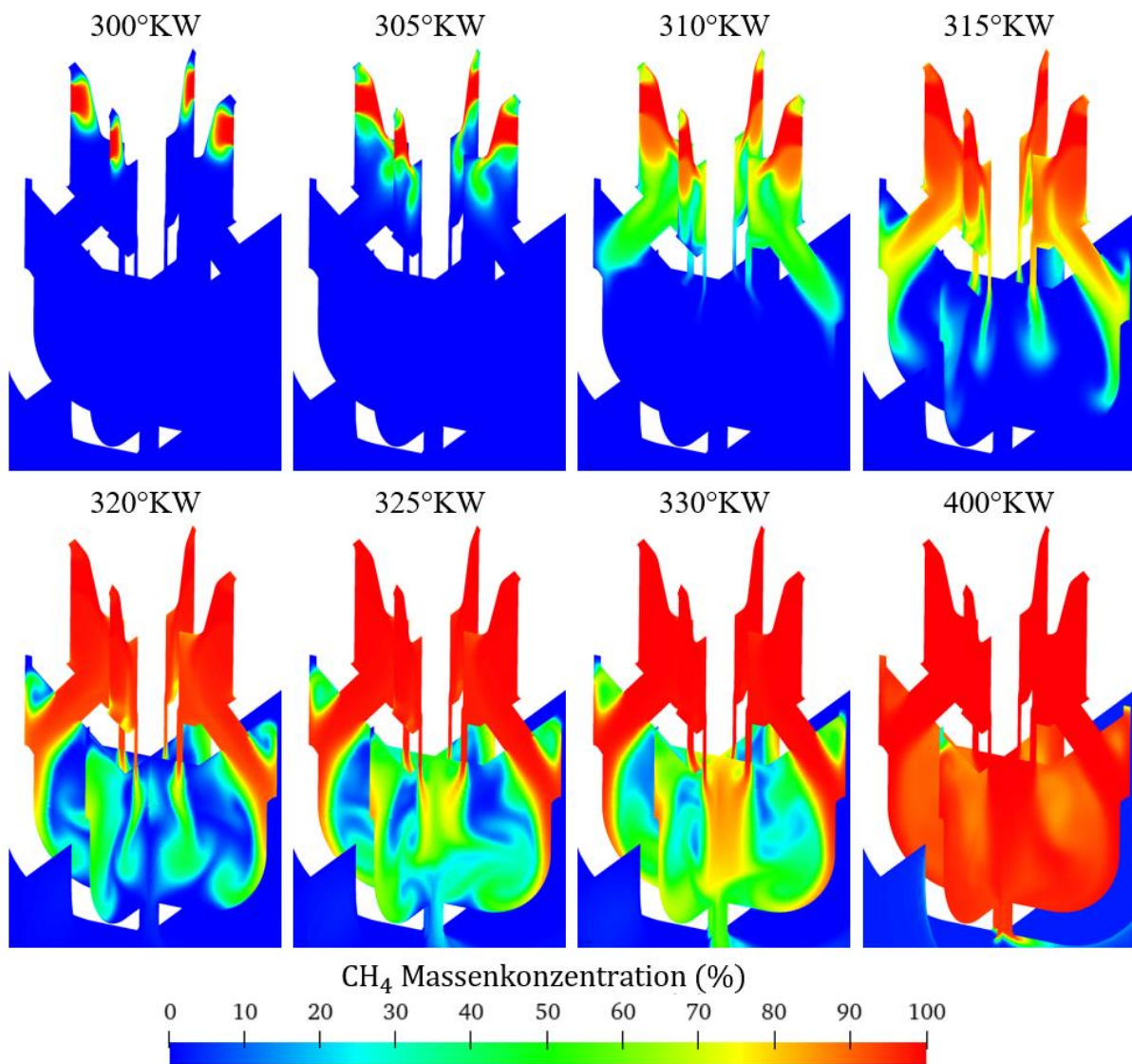


Abbildung 41 Methanverteilung in der Vorkammerzündkerze während des Spülvorgangs

Der Hauptbrennraum des zu untersuchenden Motors wird sofort mit dem vorgemischten Kraftstoff-Luft-Gemisch aufgeladen. Die Einlassventile werden bei 363°KW geöffnet und das kalte Methan-Luft-Gemisch mit $\lambda > 1,8$ füllt schnell den Hauptbrennraum. Wie bereits erwähnt, ist die Ventilüberschneidung minimal und ein Teil des Abgases verbleibt in dem Hauptbrennraum, was in Abbildung 42 als die Zone mit 0% Methan dargestellt ist.

Außerdem wird durch die Kapillaren kontinuierlich Methan in die VK und dann in den Hauptbrennraum zugeführt, wodurch das Methan-Luft-Gemisch im Hauptbrennraum über die Einblasezeit lokal um die Vorkammer herum angefettet wird. Aus diesen Gründen wurde das aus den Einlasskanälen einströmende Kraftstoff-Luft-Gemisch abgemagert, so dass das λ zum ZZP möglichst nahe am Sollwert liegt. Dies wird in den weiteren Simulationen immer berücksichtigt, so dass das gewünschte Kraftstoff-Luft-Verhältnis, trotz der kontinuierlichen Methaneinblasung durch das Vorkammereinblasssystem, immer exakt erreicht wird.

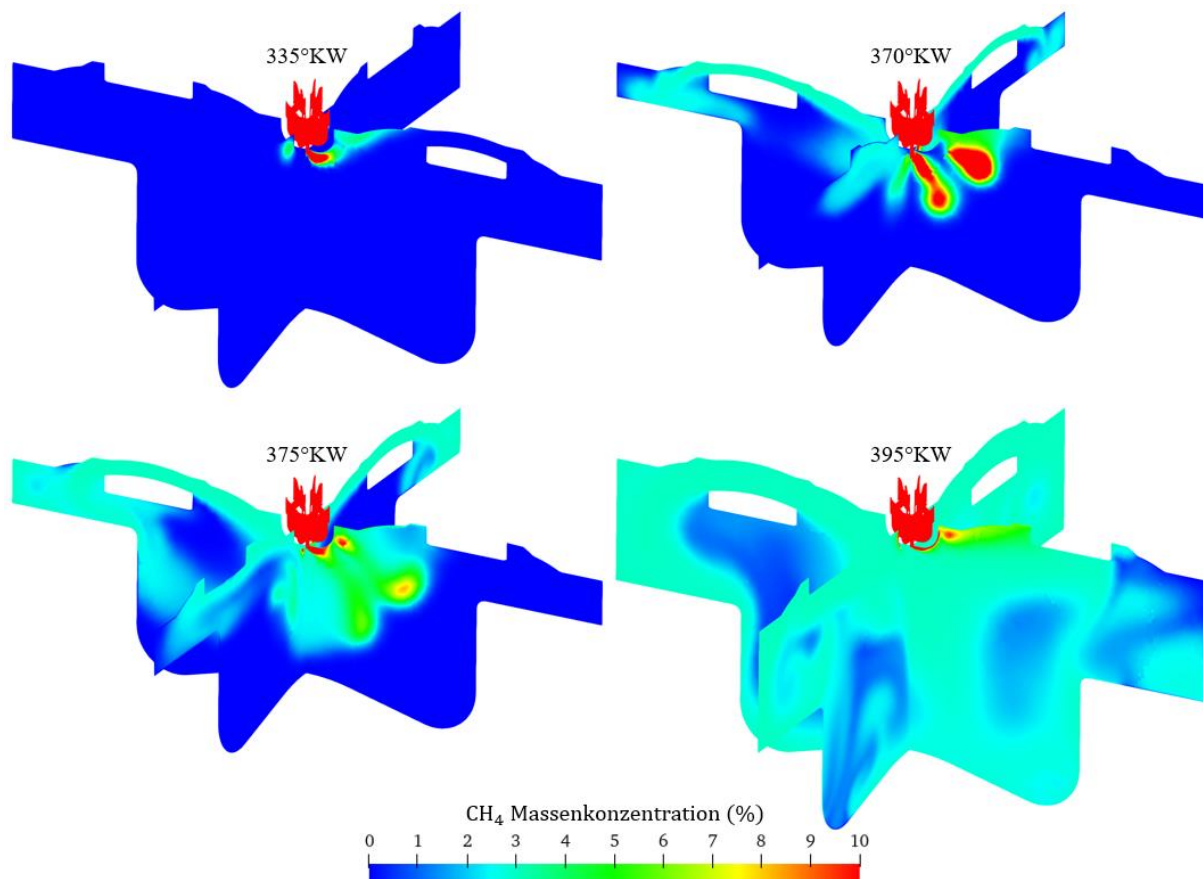


Abbildung 42 Methanverteilung in der Vorkammer und im Hauptbrennraum während des Ladungswechsels

Wenn im Hauptbrennraum keine Ladungsbewegung stattfindet, tritt das Methan aus der Fackelbohrung strahlförmig in den Hauptbrennraum ein. Wie in Abbildung 42 bei 335°KW zu sehen ist, werden die Methanstrahlen von einer geraden Trajektorie abgelenkt, da das Abgas in die Auslasskanäle ausgestoßen wird. Bei 370°KW sind die Auslassventile bereits geschlossen, die Einlassventile erst geöffnet und das Kraftstoff-Luft-Gemisch strömt in den Hauptbrennraum ein. In Abbildung 42 ist bei 370-375°KW zu sehen, wie die frische Ladung auf die dichte Methanwolke um die Vorkammer auftrifft und die Methanstrahlen abgelenkt werden. Dies geschieht während des Ansaugtaktes, da die Ladungsbewegung relativ stark ist. Zu Beginn der Kompression bildet sich um die Vorkammer wieder ein fettes Kraftstoff-Luft-Gemisch, das am Ende der Kompression in die Vorkammer gedrückt wird.

Die oben beschriebenen Spül- und Strömungsvorgänge während des Ladungswechsels laufen in den weiteren Gesamtzyklussimulationen sehr ähnlich ab und werden in den folgenden Kapiteln nicht näher erläutert. Der Schwerpunkt liegt weiterhin auf der Verbrennungsmodellierung und den Prozessen während der Verbrennung in der Vorkammer und im Hauptbrennraum.

Zündung und Verbrennung

Die Wahl des ZZP ist entscheidend für die Verbrennungsschwerpunktlage und damit für die Maximierung des indizierten Wirkungsgrades. Außerdem ist zu beachten, dass die in der Vorkammer freigesetzte Energie umso geringer ist, je früher der ZZP vor dem ZOT gewählt wird, da in der Vorkammer weniger Ladung zur Verbrennung zur Verfügung steht. Am Ende der Kompression ist die Ladung am höchsten. Wenn bei starker Abmagerung des Kraftstoff-Luft-Gemisches ab $\lambda > 2,0$ im Hauptbrennraum der ZZP so früh eingestellt werden muss, dass die Vorkammerzündmenge für eine vollständige Verbrennung im Hauptbrennraum nicht ausreicht, dann muss das Vorkammervolumen vergrößert werden.

Im betrachteten Beispiel liegt der ZZP bei 704°KW. In Abbildung 43 ist der Verbrennungsverlauf in der VK dargestellt. Wie aus der Bildsequenz ersichtlich ist, erfolgt die Verbrennung in der VK aufgrund der hohen TKE und des nahezu stöchiometrischen Kraftstoff-Luft-Gemisches schnell und bei 709 KW sind 85% des Kraftstoffs umgesetzt. Bis 713°KW (9°KW nach ZZP) verbrennt das Methan-Luft-Gemisch in der VK zu 99%. Dabei wird eine Zündenergie freigesetzt, die deutlich über der Funkenenergie einer konventionellen Zündkerze liegt.

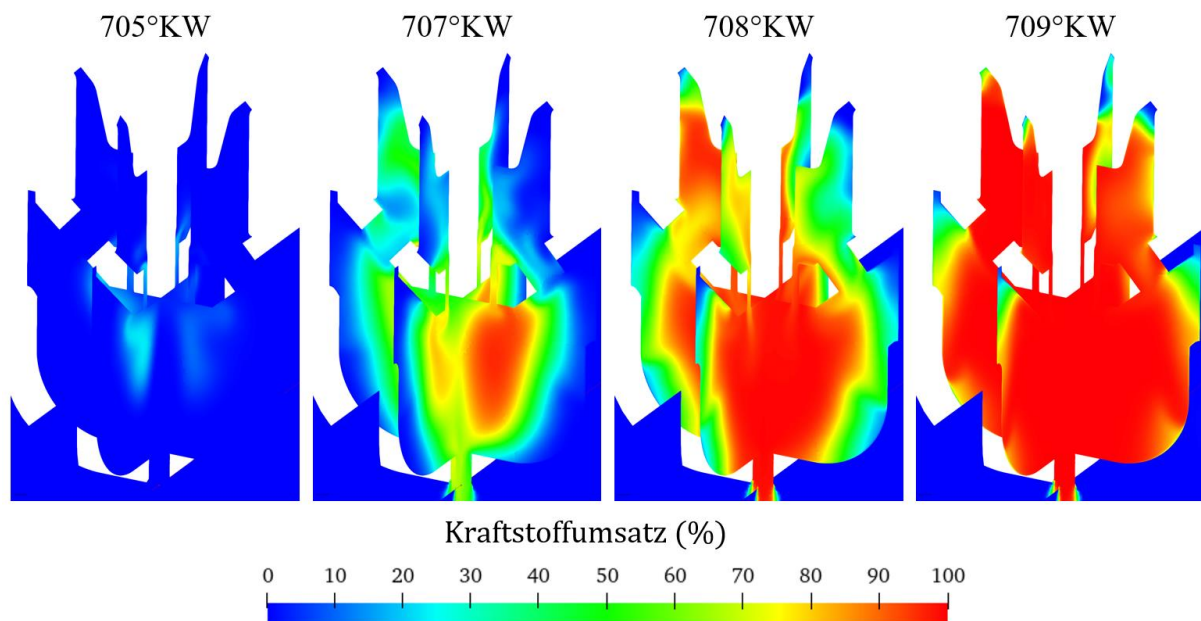


Abbildung 43 Verbrennungsfortschritt in der Vorkammerzündkerze

Die aus der VK propagierten Fackelstrahlen lösen die Verbrennung im Hauptbrennraum aus. Dies ermöglicht eine stabile und vollständige Verbrennung eines mageren Gemisches im Hauptbrennraum, was eine konventionelle Zündkerze nicht gewährleisten kann. Abbildung 44 zeigt den Verbrennungsverlauf im Hauptbrennraum. Ab ca. 709°KW breiten sich die Fackelstrahlen aus der VK in den Hauptbrennraum aus. In der Bildersequenz zwischen 709°KW und 723°KW ist zu erkennen, wie sich das heiße Verbrennungsgas im Hauptbrennraum ausbreitet, wodurch die Verbrennungskinetik ausgelöst wird. Nach Beginn

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

der Verbrennung im Hauptbrennraum wird bei 723,5°KW 5% des Kraftstoffumsatzes (α_5) erreicht.

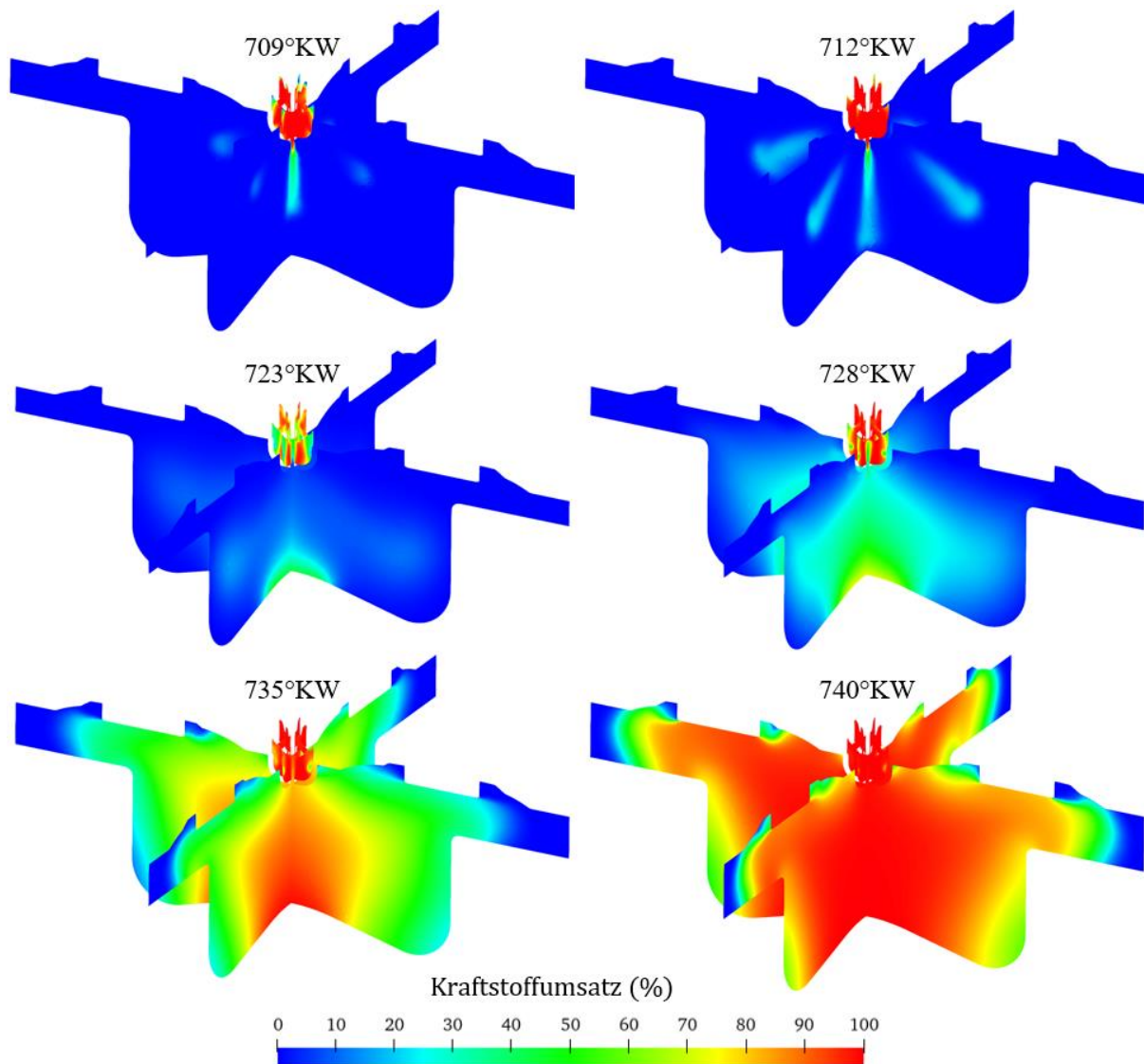


Abbildung 44 *Verbrennungsfortschritt im Hauptbrennraum*

Danach erfolgt die Hauptverbrennungsphase von 5-90% des Kraftstoffumsatzes von 723,5°KW bis 755°KW. In dieser Phase breitet sich die Flamme von der heißesten Stelle in der Mitte des Kolbens aus (siehe Abbildung 44 723-728°KW). Anschließend schreitet die Flamme zu den Zylinderwänden fort. Der Verbrennungsschwerpunkt α_{50} liegt bei 736°KW, d.h. 16°KW nach ZOT, was relativ spät ist. Der nach der Verbrennung verbleibende Massenanteil von 0,5 % unverbranntem Methan konzentriert sich entlang der Zylinderwand. Dies ist ein Beispiel für die Verbrennung in dem Hauptbrennraum, die im folgenden Kapitel anhand von Versuchsergebnissen kalibriert und validiert wird.

4.3.3 Modellvalidierung mit Versuchsergebnissen

Ziel dieses Kapitels ist die Kalibrierung und Validierung des entwickelten RANS-Simulationsmodells sowie die Untersuchung des Verhaltens des Simulationsmodells und der

Simulationsannahmen. Die Validierung der Simulationen erfolgt anhand von Motorversuchen an einem Einzylindermotor anhand verschiedener Betriebspunkten und Parametern. Dabei wird untersucht, inwieweit das Simulationsmodell ECFM-3Z zur Abbildung der vorgemischten Verbrennung mit Vorkammerzündung geeignet ist und wo seine Grenzen liegen.

In Kapitel 2.3.7 wurden die Vor- und Nachteile der Verbrennungsmodellierung mit ECFM-3Z ausführlich erläutert. Das Modell gewährleistet eine schnelle, numerisch stabile und relativ genaue Berechnung, insbesondere für das Flamelet-Verbrennungsregime. Das Verbrennungsmodell ist auch für die diffusive Verbrennung mit Dieselstrahl geeignet, die in mancher Hinsicht der Vorkammerzündung ähnelt.

Dennoch ist die Turbulenzintensität des Strahls bei der Vorkammerzündung in der Regel höher als bei der Dieselpiloteinspritzung, während bei der Dieselpiloteinspritzung eine größere Kraftstoffmenge und damit mehr thermische Zündenergie zugeführt werden kann. Nach der Vorkammerzündung folgt eine deutlich langsamere Verbrennungsphase mit Turbulenz geringerer Größenordnung im Hauptbrennraum, während die Verbrennung beim Dieselmotorenverfahren diffusiv und turbulenter bleibt. Ein solches Brennverfahren ist numerisch deutlich weniger untersucht als das klassische Dieselmotorenverfahren oder das Dual-Fuel-Brennverfahren mit Dieselpilotzündung. Die Herausforderung bei der mageren homogenen Verbrennung mit Vorkammerzündung liegt vor allem im schnellen Wechsel unterschiedlicher Verbrennungsregime und deren Kalibrierung.

Die Verwendung des Simulationsmodells ECFM-3Z setzt die Annahme einer quasi-laminaren Flammenfront voraus, bei der die Verbrennung nur in einer dünnen Schicht abläuft und chemische Reaktion und Turbulenz getrennt berechnet werden können. Die laminare Flammengeschwindigkeit und die Flammenfrontdicke werden entlang der Flammenfront gemittelt und nur in Abhängigkeit von Druck, Temperatur, Kraftstoff-Luft-Verhältnis und Restgasgehalt berechnet (detaillierte Beschreibung siehe Abschnitt 2.3.7).

Einerseits können die oben genannten Annahmen die Simulation erheblich beschleunigen, andererseits kann es zu Abweichungen bei der Ausbreitung des Fackelstrahls kommen, wo die Verbrennung zeitweise im Regime verdickter turbulenter Flammen mit $Ka_t > 1$ abläuft. Dabei können an einzelnen oder mehreren Stellen entlang der Flammenfront kleinste Wirbel in die Vorwärmzone eindringen und die Vorwärmzone ausweiten. Dadurch intensiviert sich der diffusive Austausch zwischen Vorwärmzone und Reaktionszone. Die Mittelung der quasi-laminaren Flammenfront führt zu einer größeren Abweichung. Ein solcher Übergang in das Regime der verdickten turbulenten Flamme ist im Verbrennungsmotor nur kurzzeitig während der Fackelstrahlausbreitung gegeben, da hierfür eine sehr hohe Turbulenzintensität vorausgesetzt wird. Die Berechnung der Flammenfrontdicke wird dadurch kurzzeitig in ihrer Genauigkeit beeinträchtigt.

Die grundlegenden Motordaten wurden in Abschnitt 4.3.1 ausführlich erläutert. Bei Nenndrehzahl 1500 min^{-1} und konstantem Verdichtungsverhältnis $\varepsilon = 10,6$ werden 75% Teillast und Volllast untersucht. λ wird zwischen 1,5 und 2,0 variiert. Das Timing für ZZP wird aus dem Motorversuch übernommen. Der Hauptfokus liegt auf den Betriebspunkten, bei denen die NO_x -Emissionsgrenzwerte der TA Luft von 500 mg/Nm^3 [136] ohne Katalysator

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

erreicht werden können. Der Verbrennungsschwerpunkt liegt in dieser Reihe bei 13 KW. Dadurch wird eine Reduzierung der Abgastemperatur und der NO_x -Emissionen erreicht. Wie oben beschrieben, besteht die Verbrennung aus einer sehr schnellen turbulenten Vorkammervverbrennung, gefolgt von einer langsameren vorgemischten Verbrennung. Dies muss mit einer stufenweisen zeitlichen Veränderung des Flammenausdehnungsfaktors zur Korrektur des Turbulenzeinflusses auf die Verbrennung einhergehen. Diese zeitliche Variation erfolgt zweistufig.

Zunächst wurde die Zündung und Verbrennung in der Vorkammer kalibriert, die Brenndauer in der VK ermittelt und mit dem Druckprofil aus den Versuchsergebnissen abgeglichen. Das Kraftstoff-Luft-Verhältnis in der Vorkammer wurde in allen Betriebspunkten konstant leicht fett mit $\lambda_{VK} = 0,9$ gehalten. Aufgrund der sehr hohen Turbulenz, der schnellen Ladungsbewegung und der Flammenausbreitung in einem kleinen Vorkammervolumen erfolgt eine schnelle und vollständige Verbrennung innerhalb von 4-6°KW. Turbulenzniveau, Kraftstoff-Luft-Verhältnis und Ladungstemperatur waren bei verschiedenen Betriebspunkten nahezu konstant. Nach der Kalibrierung für alle Betriebspunkte wurde der Flammenausdehnungsfaktor auf einen konstanten Wert von 3,0 festgelegt. Dieser hohe Wert ist auf die hohe Turbulenzintensität zurückzuführen, bei der die Verbrennung hauptsächlich durch Turbulenz und nicht durch chemische Reaktion dominiert wird.

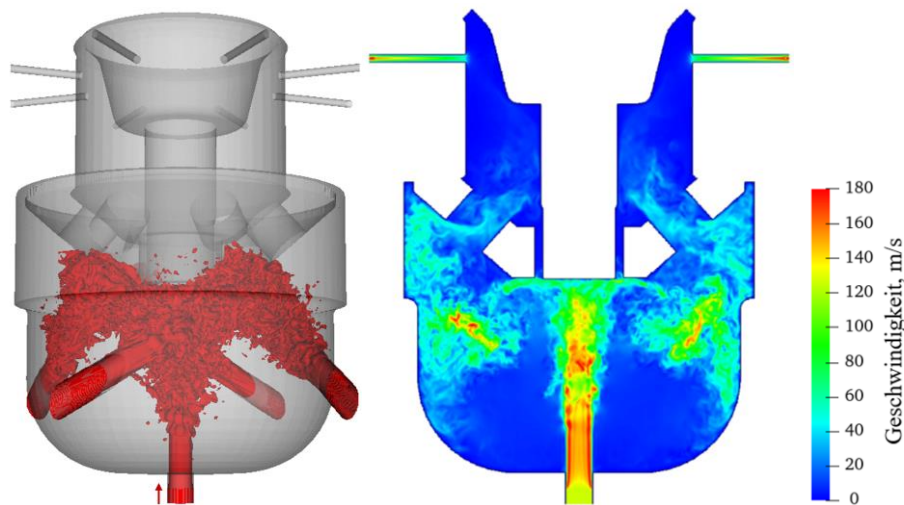


Abbildung 45 Ladungsströmung in der Vorkammer während der Kompressionsphase aus DNS [7, 132]

In Abbildung 45 ist die in DNS simulierte Ladungsströmung dargestellt, die während der Verdichtung beim Einströmen aus den tangentialen Fackelbohrungen in der Vorkammer eine kreisförmige Drallbewegung erzeugt. Die Verbrennung beginnt im Zündspalt und breitet sich aufgrund der hohen TKE schnell in der Vorkammer aus. Die heißen Fackelstrahlen treten mit hoher kinetischer Energie aus der Vorkammer aus und starten die Verbrennung im Hauptbrennraum. Dabei handelt es sich um ein gemischtes Verbrennungsregime, bei dem die Verbrennung teilweise im Regime verdickter turbulenter Flammen und teilweise im Flamelet-Regime abläuft.

4 Aufbau und Validierung des RANS-Modells

In der zweiten Phase findet im Hauptbrennraum bereits eine vorgemischte magere Verbrennung hauptsächlich im Flamelet-Bereich statt, bei der die Flammenausbreitung weniger durch Turbulenz und mehr durch chemische Reaktion geprägt ist. In diesem Fall wird ein geeigneter Flammenausdehnungskoeffizient iterativ ermittelt. Dabei wird der für die Vorkammervverbrennung ermittelte Flammenausdehnungskoeffizient konstant 3,0 gehalten und für die Hauptbrennraumverbrennung variiert.

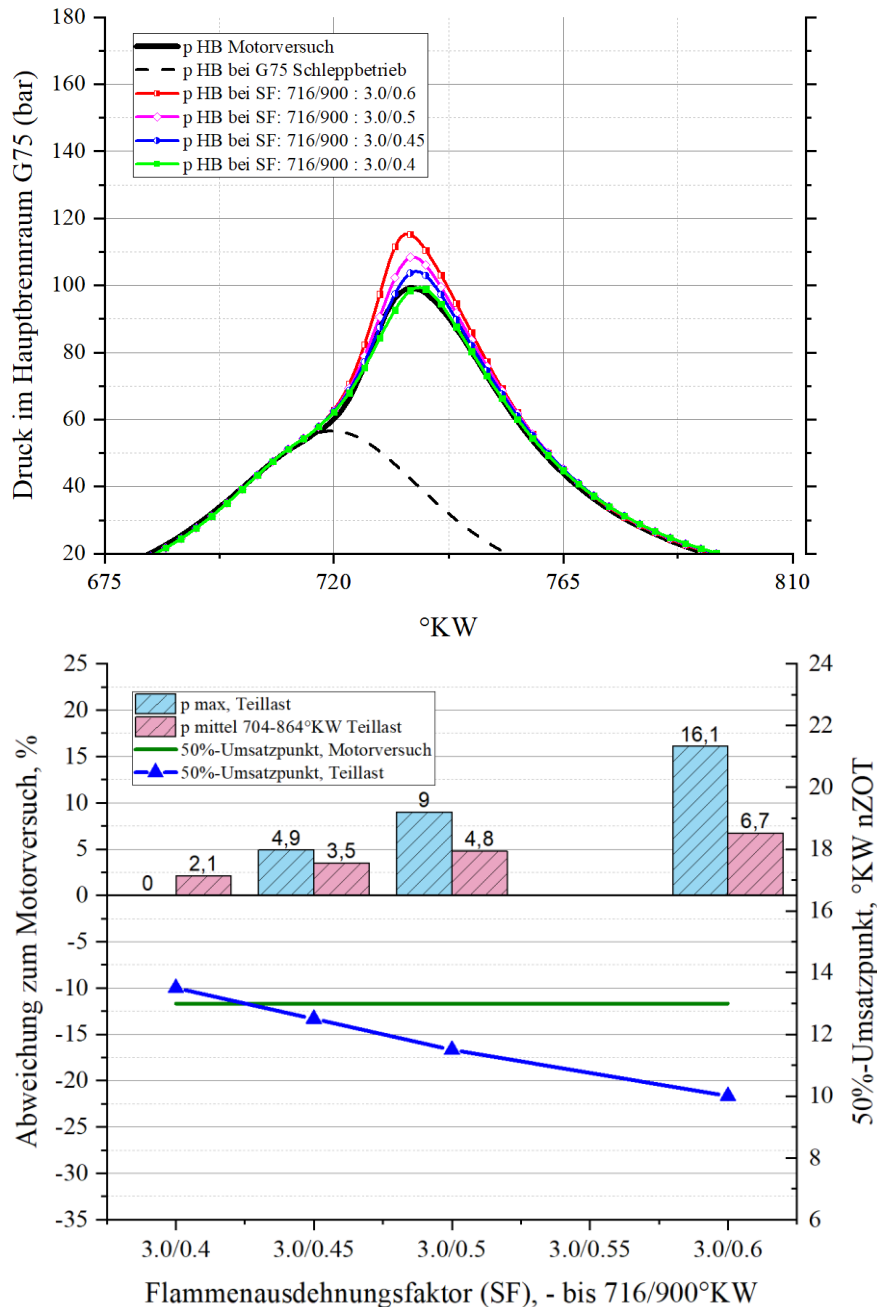


Abbildung 46 Variation des Flammenausdehnungsfaktors für Teillast und beim $\lambda=1,5$

Abbildung 46 zeigt die Ergebnisse der Variation des Flammenausdehnungsfaktors für die Teillast bei $\lambda=1,5$. Die obere Grafik zeigt den Druckverlauf für verschiedene Kombinationen des Flammenausdehnungsfaktors (SF) und die untere Grafik die prozentualen Abweichungen

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

zum Motorversuch. Verglichen wurden die Abweichungen des gemittelten Drucks während der Verbrennungsphase, des maximalen Drucks und des Verbrennungsschwerpunktes. Die beste Übereinstimmung aller drei Kenngrößen ist bei der Konfiguration SF 3,0/0,4 zu beobachten. Auch der Druckverlauf aus der Simulation stimmt sehr gut mit dem Versuchsergebnis überein.

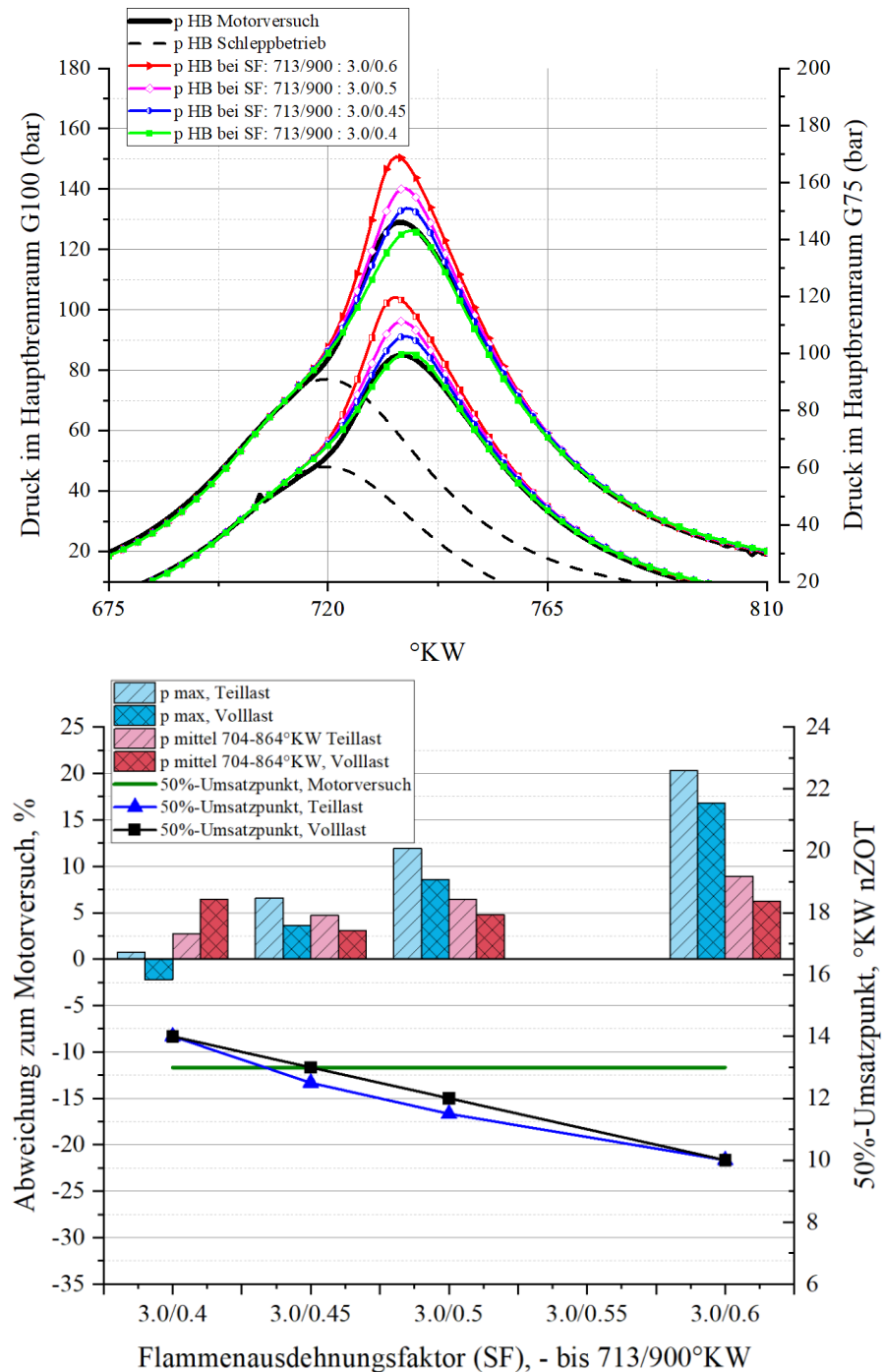


Abbildung 47 Variation des Flammenausdehnungsfaktors für Voll- und Teillast bei $\lambda=1,6$

Wird die beste SF/Konfiguration 3,0/0,4 für den Fall $\lambda=1,5$ beibehalten und λ auf 1,6 erhöht, ist in Abbildung 47 eine größere Abweichung bei Volllast zu erkennen. Für den Fall von $\lambda=1,6$ zeigt die SF-Konfiguration 3,0/0,4 die beste Übereinstimmung für den Spitzendruck und 3,0/0,45 die beste Übereinstimmung für den Verbrennungsschwerpunkt und den gemittelten

4 Aufbau und Validierung des RANS-Modells

Druck während der Verbrennung mit dem Motorversuch. Insbesondere sind die Verbrennungsschwerpunkte für beide Lastpunkte nahezu identisch zum Motorversuch. Während die Abweichung des Spitzendrucks für beide Lastpunkte bei der SF-Konfiguration 3,0/0,4 geringer ist, zeigt SF 3,0/0,45 die beste Übereinstimmung des Verbrennungsdruckverlaufs und der Verbrennungsschwerpunktlage.

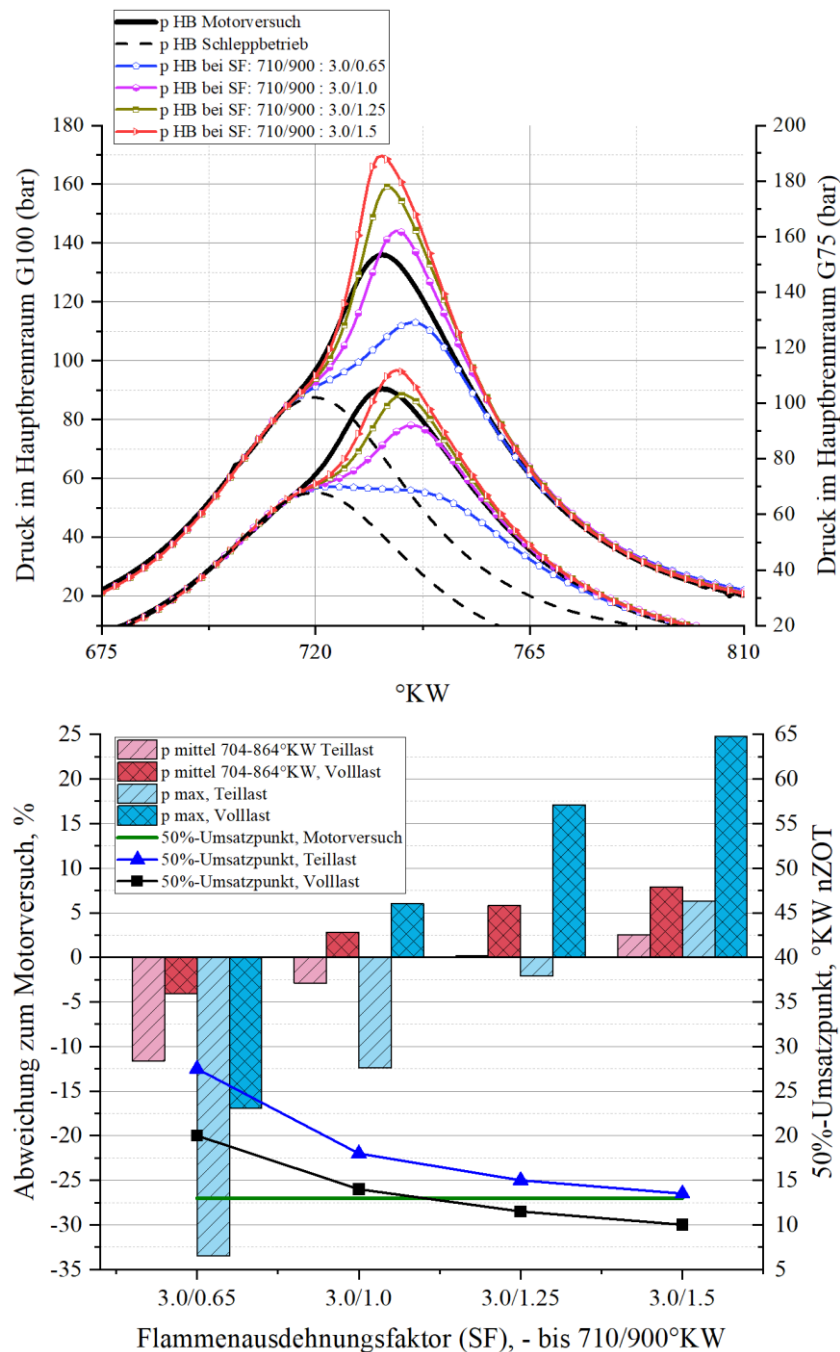


Abbildung 48 Variation des Flammenausdehnungsfaktors für Voll- und Teillast bei $\lambda=1,8$

In Abbildung 48 sind die Simulationsergebnisse für $\lambda=1,8$ dargestellt. Die beste Übereinstimmung mit dem Motorversuch wird bei SF=1,0 für 100% Last und bei SF=1,25 für 75% Last erreicht. Dennoch ist zu beobachten, dass bei höheren Kraftstoff-Luft-Verhältnissen

4.3 Simulation D Gesamtzyklus in Vorkammer und Zylinder

auch im besten Fall die Abweichungen der Simulation quantitativ größer sind als bei $\lambda=1,5$ bis 1,6. In den meisten Fällen verzögert sich trotz der guten Übereinstimmung der Vorkammervverbrennung der Verbrennungsbeginn im Hauptbrennraum. Nach der Verzögerung folgt eine schnellere Verbrennung, so dass der Druck schneller ansteigt und der Druckpick höher ist als im Motorversuch.

Als Gegenmaßnahme kann ein Übergangsregime mit dem Zwischenschritt des Flammenausdehnungsfaktors eingeführt werden. Die Probesimulationen haben gezeigt, dass eine drei- oder mehrstufige Korrektur einerseits keinen signifikanten Einfluss hat und andererseits aufgrund der höheren Anzahl der erforderlichen Iterationsschritte deutlich rechenintensiver ist und im Rahmen dieser Dissertation nicht durchführbar war.

Es ist davon auszugehen, dass bei konstanter Kraftstoffmenge, höherem Luftüberschuss bzw. höherem Ladedruck die Turbulenz im Hauptbrennraum intensiver ist und das Modell daher eine größere Abweichung aufweist. Außerdem wird, wie in Abschnitt 2.3.7 erläutert, bei mageren Gemischen die Vorhersage der laminaren Flammengeschwindigkeit fehlerbehafteter, was die korrekte Vorhersage des Verbrennungsverlaufs erschwert. Dabei beeinflusst die laminare Flammengeschwindigkeit auch die turbulente Komponente der Flammenausbreitung.

Um einen Gesamteindruck über alle bisher betrachteten Betriebspunkte zu erhalten, sind in Abbildung 49 die Punkte der SF-Konfigurationen zusammengefasst, bei denen die Abweichungen zu dem Motorversuch der einzelnen Kenngrößen am geringsten sind. Diese Punkte sind für $\lambda=1,5$ bis 1,8 und für die Lastpunkte 75 % und 100 % dargestellt. Eine Entwicklung von SF wurde für $\lambda=2,0$ linear extrapoliert.

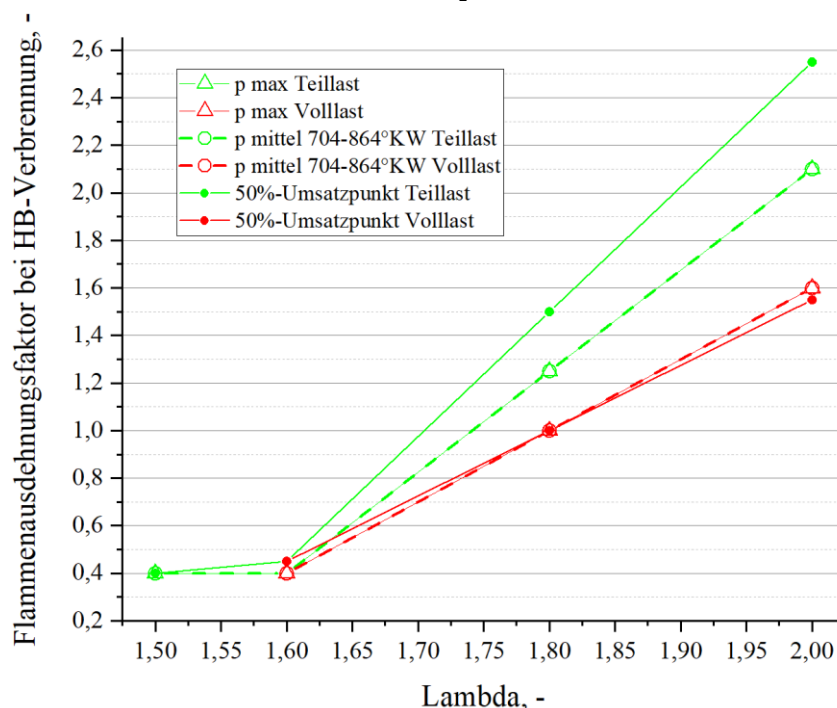


Abbildung 49 Punkte der besten Übereinstimmung des Flammenausdehnungskoeffizienten

Es ist zu erkennen, dass obwohl die Diskrepanz der Flammenausdehnungsfaktoren zwischen den Lasten für $\lambda=1,5$ bis 1,6 moderat ist, die Diskrepanz bei $\lambda=1,8$ für die Teil- und Vollast

größer ist. Bei Volllast ist die Tendenz eindeutig, die beste Übereinstimmung aller Kenngrößen wie Maximaldruck, gemittelte Druck während der Verbrennung und Verbrennungsschwerpunktlage liegen bei gleichen SF-Konfigurationen. Beim Teillastpunkt weicht die Tendenz der Verbrennungsschwerpunktlage bei $\lambda=1,8$ von den anderen Kenngrößen ab. Dies ist auf den oben beschriebenen Verbrennungsverzug zurückzuführen, der bei Teillast stärker ausgeprägt ist als bei Volllast.

Im Teillastbereich liegen hinsichtlich der Zündfähigkeit des Gemisches grenzwertige Zündrandbedingungen vor. Es ist davon auszugehen, dass das Vorkammervolumen von 0,29 % mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht ausreicht, um ein mageres Gemisch mit $\lambda=1,8$ schnell und vollständig zu verbrennen. Dabei handelt es sich um die Teillast mit dem magersten untersuchten Gemisch und der daraus resultierenden niedrigsten Verbrennungstemperatur. Unter diesen Bedingungen arbeitet das Verbrennungsmodell nicht optimal und liefert größere Abweichungen von der Realität.

Darüber hinaus kann diese Abweichung bei Teillast und $\lambda=1,8$ andere Ursachen haben. Zum einen basiert die Bestimmung des Verbrennungsverlaufs in diesem Motorversuch nur auf der Druckverlaufsanalyse, bei der die Abweichung zum Motorversuch aufgrund von Analyseannahmen im Einzelfall größer sein kann [137]. Während in der Simulation immer genau bekannt ist, wann 50% des Gesamtkraftstoffs tatsächlich umgesetzt wurden.

Daher wird in diesem Fall nicht empfohlen, den Brennstoffumsatz allein für die Extrapolation des Flammenausdehnungsfaktors zu verwenden, insbesondere in Fällen, in denen eine unvollständige Verbrennung großer Brennstoffmengen zu erwarten ist. Wenn die Lage des Verbrennungsschwerpunktes nicht als entscheidendes Kriterium für die Extrapolation betrachtet wird, ergibt sich folgende Abbildung 50. Im Rahmen der vorliegenden Betrachtung wird der Fokus auf die Korrelation zwischen dem Druckverlauf während der Verbrennung und dem Verbrennungsspitzenruck gelegt.

Die Punkte der besten Übereinstimmung sind in Abbildung 50 für $\lambda=1,5$ bis 1,8 und für die Lastpunkte 75 % und 100 % einzeln sowie für eine mittlere Lösung für beide Lastpunkte dargestellt. Die Entwicklung von SF wurde für $\lambda=2,0$ linear extrapoliert. Abbildung 50 verdeutlicht, dass sich der ermittelte Flammenausdehnungsfaktor SF lastabhängig entwickeln kann. Daraus folgt, dass der SF für unterschiedliche Lasten individuell bestimmt werden muss, um die Aussagekraft der prädiktiven Simulationen insbesondere für magere Kraftstoff-Luft-Gemische ab $\lambda=1,6$ zu erhöhen. Hier ist das Simulationsmodell ECFM-3Z aufgrund unzureichender Daten zur laminaren Flammengeschwindigkeit fehleranfällig. Außerdem wandelt sich das Verbrennungsregime mit steigendem Lambda und damit niedriger laminarer Flammengeschwindigkeit hin zu den oberen Bereichen der verdickten turbulenten Flammen. Dabei entfernt es sich vom „Flamelet-Regime“ in Borghi-Peters' Diagramm. Dabei nimmt die Dominanz der Turbulenzintensität zu und die Wahrscheinlichkeit, dass die kleinsten Wirbel in die laminare Flammenfront eindringen, steigt. Dies reduziert die Prädiktionsgenauigkeit des ECFM-3Z-Modells.

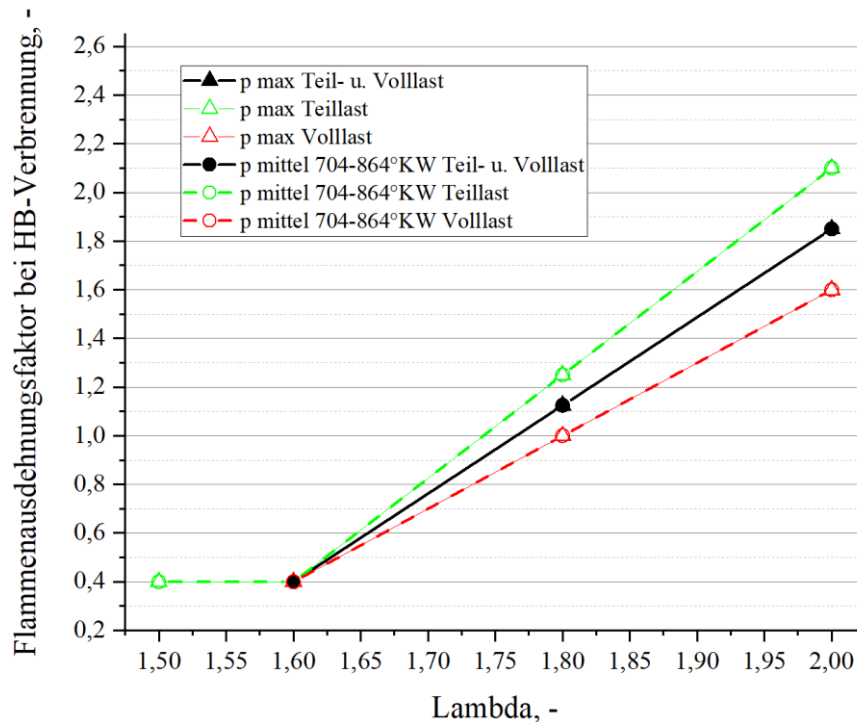


Abbildung 50 Punkte der besten Übereinstimmung des Flammenausdehnungskoeffizientes

Es ist zu beachten, dass der Verlauf des Flammenausdehnungsfaktors nicht linear, sondern exponentiell sein kann. Für die Bestimmung sind die gemessenen Betriebspunkte jedoch nicht ausreichend, um die Aussagekraft zu erhöhen. Aus diesem Grund wurde in dieser Studie mit der konservativen linearen Extrapolation gerechnet. Außerdem ist unklar, inwieweit diese Korrelation für andere Vorkammerkonfigurationen abweichen wird. Es wird daher empfohlen, das Modell an mehreren Vorkammerausführungen zu untersuchen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass eine dreidimensionale numerische Untersuchung der Vorkammerzündung ein leistungsfähiges Werkzeug zur Optimierung des Verbrennungsprozesses darstellt. Das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte Modell eignet sich gut für zukünftige Parameterstudien, wenn Erdgas als Kraftstoff in beiden Kammern eingesetzt wird. Mit Hilfe des kohärenten Flammenmodells wurde eine erste Analyse des Strahlverhaltens durchgeführt. Das ECFM-3Z bietet eine numerisch effiziente und stabile Lösung und zeigt ein großes Potential für die Simulation von Mischbrennverfahren, wie z.B. stark turbulente Vorkammerzündung und anschließende vorgemischte Verbrennung.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine Methodik zur analytischen Auslegung und numerischen Optimierung einer aktiv gespülten Vorkammerzündkerze zur Effizienzsteigerung eines Erdgasmotors entwickelt. Diese Methodik ermöglicht eine kostengünstige und effiziente Auslegung der gespülten Vorkammerzündkerze für beliebige Motorspezifikationen, indem geometrische Parameter mit einem niedrigen experimentellen Aufwand numerisch optimiert werden können. Die Methodik umfasst den gesamten Auslegungspfad von der analytischen Vorauslegung des Spülprozesses bis hin zur Verbrennungsoptimierung mittels 3D-RANS-Simulation. Besonderes Augenmerk wurde auf die Erprobung des Flammenflächenmodells zur Charakterisierung der Vorkammerzündung und Hauptverbrennung gelegt, bei denen verschiedene Verbrennungsregime allmählich auftreten.

Ausgangspunkt der Methodik ist die analytische bzw. phänomenologische Betrachtung des Spülkonzeptes und das tiefere Verständnis der dabei ablaufenden Prozesse. Das betrachtete Spülkonzept legt besonderen Fokus auf die Optimierung der Kapillaren und Innenkanäle des Einblasesystems der Vorkammerzündkerze. Durch die numerische, pneumatische Auslegung des Vorkammerinnenraums wird sichergestellt, dass das Einblasesystem vollständig von Abgas gespült wird und zum Zündzeitpunkt ein optimales Kraftstoff-Luft-Gemisch für eine erfolgreiche Zündung zur Verfügung steht. Hierfür konnte durch die detaillierte Prozessbetrachtung das Einblaszeitfenster maximal erweitert werden.

Nach der Erstellung eines phänomenologischen Modells wurde ein 3D-RANS-Modell aufgebaut und in mehreren Schritten optimiert und validiert. Dabei wurde insbesondere das Strömungsverhalten in der Vorkammer mit einer DNS detailliert untersucht und mit dem erstellten RANS-Modell verglichen. In mehreren Schritten wurden die Eckpunkte des gesamten Zyklus in DNS nachgebildet und das RANS-Modell validiert.

Um die Vorgänge in der aktiv gespülten Vorkammer möglichst genau zu erfassen, wurde eine Gitterauflösung von bis zu 0,05 mm verwendet, was als sehr feine Diskretisierung für die RANS-Modellierung eingestuft werden kann. Offensichtlich war es mit einer RANS-Simulation aufgrund der Mittelungsverfahren nicht möglich, feinste Wirbelstrukturen wie bei DNS aufzulösen. Dennoch konnte beobachtet werden, welche Wirbelstrukturen in welchem Maße die Vorkammer- und Hauptbrennraum-Verbrennung beeinflussen und welche zugunsten der Simulationszeit vernachlässigt werden können.

Es wurde beobachtet, dass die Strömungsbewegung in der Vorkammer während des Ladungswechsels und des Verdichtungstaktes in der RANS-Simulation eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit DNS aufweist. Eine Kombination des $k - \zeta - f$ -Turbulenzmodells und der generalisierten Wandfunktion GWT ermöglicht eine effiziente und numerisch stabile Vorhersage der Strömungsbewegung in der Vorkammer.

Die Gesamtzyklussimulation am Einzylindermotor hat gezeigt, dass die Übertragung des entwickelten und mit DNS validierten RANS-Modells der Vorkammer auf das

Gesamtmotormodell eine gute Übereinstimmung zeigt. Durch die Erweiterung des Modells und die Einführung der Kolben- und Ventilbewegung musste die Gitterzellengröße vergrößert werden, um die Rechenzeit auf einer industrietauglichen Workstation realistisch beizubehalten. Ein Polyedergitter erlaubt die Vernetzung komplexer Geometrien unterschiedlicher Vorkammerausführungen mit deutlich geringerer Zellenanzahl, was die Rechenzeit für die Gesamtmodellsimulation erheblich reduziert. Auch nach der Modellerweiterung und der Verwendung gröberer Zellen zeigte die Simulation eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen mit feinerer Volumendiskretisierung.

Besonderes Augenmerk wurde auf die Verbrennungssimulation gelegt, die durch Versuche am Einzylindermotor validiert wurde. Die Untersuchung zeigte, dass die Validierung einzelner Betriebspunkte problemlos möglich ist. Bei der Verbrennungssimulation eines vorkammergezündeten Erdgasmotors ist die Kalibrierung des Flammenausdehnungsfaktors von entscheidender Bedeutung. Er definiert den Einfluss der Turbulenzintensität auf die Flammenausbreitung. Die Parameterstudie hat gezeigt, dass insbesondere für Kraftstoff-Luft-Verhältnisse $\lambda > 1,6$ eine individuelle Kalibrierung für einzelne Motorlasten erfolgen muss. Dies kann daran liegen, dass das Flammenoberflächenmodell ECFM-3Z empfindlich auf die Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit reagiert und bei höheren λ , bei denen die Datenbasis unzureichend ist, größere Abweichungen aufweist. Es gibt keine öffentlich zugänglichen Daten über ein breites Spektrum von Zusammenhängen zwischen verschiedenen Kraftstoff-Luft-Verhältnissen, Drücken, Temperaturen und laminaren Flammengeschwindigkeiten, die genauere Aussagen erlauben würden.

Außerdem verschiebt sich das Verbrennungsregime mit steigendem Kraftstoff-Luft-Verhältnis und der damit verbundenen Abnahme der laminaren Flammengeschwindigkeit in den oberen Bereich der verdickten turbulenten Flammen. Es entfernt sich somit zunehmend vom Flamelet-Regime im Borghi-Peters-Diagramm. In diesem Bereich gewinnt die Turbulenzintensität an Dominanz, wodurch die Wahrscheinlichkeit steigt, dass kleinskalige Wirbelstrukturen in die laminare Flammenfront eindringen. Dies führt zu einer erhöhten Komplexität und Unregelmäßigkeit der Flammenfront und reduziert somit die Vorhersagegenauigkeit des ECFM-3Z-Modells.

Darüber hinaus muss das entwickelte Berechnungsmodell an den anderen Vorkammern erprobt werden, deren turbulente kinetische Energie aufgrund der Konfiguration der Fackelbohrung bzw. der Innengeometrie der Vorkammer in einer anderen Größenordnung liegen kann.

Die Motorversuche am Einzylindermotor mit einem Serienzylinderkopf haben nachgewiesen, dass durch den Einsatz der optimierten Vorkammerzündkerze in Kombination mit einem mageren Erdgasbetrieb ein mit einem Dieselmotor vergleichbarer Wirkungsgrad bei gleichzeitig geringeren CO₂-Emissionen aufgrund des Wasserstoff-Kohlenstoff-Verhältnisses von Methan erreicht werden kann. Die Potenziale der gespülten Vorkammer sind jedoch noch lange nicht ausgeschöpft und durch weitere Verbesserungen hinsichtlich Vorkammergröße und -geometrie, Verbrennungsschwerpunktlage und anderer Verbrennungsparameter sind weitere Wirkungsgradsteigerungen zu erwarten. Ein weiterer wesentlicher Vorteil ist der Verzicht auf einen NO_x-Katalysator, der im Dieselmotor notwendig ist. Diese Eigenschaften machen

Erdgas in Kombination mit einer gespülten Vorkammerzündkerze zu einer hervorragenden Lösung, insbesondere für Anwendungsbereiche, bei denen Erdgas ohnehin eine Option darstellt, wie beispielsweise bei LNG-Tankschiffen.

Das hier beschriebene Konzept erweist sich für den Einsatz in mager betriebenen Erdgasmotoren als vielversprechende Übergangslösung auf dem Weg zur vollständigen Dekarbonisierung des Schiffsverkehrs und der Stromerzeugung. Insbesondere für Schwellenländer mit einfachem Zugang zu Erdgas kann die Kombination aus Vorkammerzündkerze und Magergasbetrieb eine kosteneffiziente Lösung darstellen, die mit geringem Aufwand sofort umgesetzt werden kann. Diese Arbeit zeigt das Potenzial der Simulationsmethodik zur Optimierung von Erdgasmotoren und die Vorteile, die durch den Einsatz innovativer Zündsysteme erzielt werden können.

Eine aktiv gespülte Vorkammerzündkerze bietet eine vielversprechende Lösung für die Zündung sehr zündunwilliger Kraftstoff-Luft-Gemische. Ammoniak erfährt derzeit einen enormen Aufschwung für die Realisierung des CO₂-freien Schiffsverkehrs. Es besteht jedoch noch erhebliches Forschungspotenzial hinsichtlich der Entflammbarkeit von Ammoniak. Die derzeit beste Lösung bieten Dual-Fuel-Einspritzsysteme, die Ammoniak zusammen mit Diesel in einem diffusiven Brennverfahren mit Substitutionsraten von bis zu 90-95% effizient verbrennen können. Ein solches System erfordert jedoch den Einsatz von fossilem Dieseldieselkraftstoff. Eine Alternative für den monovalenten oder quasimonovalenten Betrieb könnte eine Vorkammerzündkerze bieten. In diesem Fall könnte eine aktiv gespülte Vorkammer direkt mit Ammoniak oder mit Wasserstoff, der durch Spaltung von Ammoniak an Bord eines Schiffes erzeugt wird, gespült und gezündet werden.

6 Literaturverzeichnis

- [1] van Basshuysen, R. and Bargende, M. (eds.), “Erdgas und erneuerbares Methan für den Fahrzeugantrieb: Wege zur klimaneutralen Mobilität,” Der Fahrzeugantrieb, Springer Vieweg, Wiesbaden, ISBN 978-3-658-07158-5, 2015.
- [2] E. Bärow, A. Kühner, M. Willmann, R. Boom, “Wasserstoffdosiersysteme für Großmotoren – Herausforderungen und Chancen dreier Konzepte, MTZ,” 2023.
- [3] Aabo, K., “Ammonia-fuelled MAN B&W 2-Stroke Dual-fuel Engines,” *Marine Engineering* 55(6):737–744, 2020, doi:[10.5988/jime.55.737](https://doi.org/10.5988/jime.55.737).
- [4] K. Stenzel, H. Arndt, P. Thorau, V. Scharl, T. Sattelmayer, “AmmoniaMot - Experimental investigations of an ammonia dual-fuel combustion process for decarbonization of the maritime sector,” 7th Large Engine Symposium, Rostock 2022.
- [5] Scharl, V., “Dissertation Investigation of Ammonia as Fuel for High-Pressure Direct Injection Combustion,” München, 2024.
- [6] van Basshuysen, R. (ed.), “Erdgas und erneuerbares Methan für den Fahrzeugantrieb,” Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, ISBN 978-3-658-07158-5, 2015.
- [7] V. Sazonov, K. Stenzel, C. Cheng, F. Duill et al., “Numerical and experimental investigation of an active pre-chamber spark plug for high-speed natural gas engines,” 12. *Dessauer Gasmotoren-Konferenz*, 2022.
- [8] Intergovernmental Panel on Climate Change, “Global Warming Potential Values, IPCC Sixth Assessment Report (AR6),” 2024.
- [9] Pischinger, R., Klell, M., and Sams, T., “Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine,” Springer Vienna, Vienna, ISBN 978-3-211-99276-0, 2010.
- [10] van Basshuysen, R., “Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven,” Springer eBook Collection, 7th ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, ISBN 9783658046781, 2015.
- [11] Eicheldinger, S., Wachtmeister, G., Nguyen, H.D., and Dinkelacker, F., “Entwicklung von Brennverfahren für Gasmotoren mit extremen Mitteldrücken über 30 bar,” *MTZ Motortech Z* 80(6):102–109, 2019, doi:[10.1007/s35146-019-0033-2](https://doi.org/10.1007/s35146-019-0033-2).
- [12] Hüchtebrock, B., Geiger, J., Dhongde, A., and Sankhla, H., “Entwicklung eines Gasbrennverfahrens für hohe Leistungsdichte,” *MTZ Motortech Z* 76(10):60–67, 2015, doi:[10.1007/s35146-015-0095-8](https://doi.org/10.1007/s35146-015-0095-8).
- [13] Sens, M., Günther, M., Medicke, M., and Walther, U., “Der Weg zum Ottomotor mit 45 % Wirkungsgrad,” *MTZ Motortech Z* 81(4):48–55, 2020, doi:[10.1007/s35146-020-0200-5](https://doi.org/10.1007/s35146-020-0200-5).
- [14] Auer, M., “Dissertation, Erstellung phänomenologischer Modelle zur Vorausberechnung des Brennverlaufes von Magerkonzept--Gasmotoren,”
- [15] Pischinger, R., Klell, M., and Sams, T., “Stoffgrößen Datentabellen, Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine, S.404-459,” Springer Vienna, Vienna, ISBN 978-3-211-99276-0, 2010.

- [16] G. Fraidl, P. Kapus, H. Mitterecker, M. Weißmäck, “Verbrennungsmotor 4.0,” *MTZ Motortech Z* 79, 2018.
- [17] J. Klimstra, “The road to obtaining the ultimate performance of gas engines - opportunities and challenges,” *Dessauer Gasmotoren-Konferenz*:119–125, 2007.
- [18] Trapp, C., Böwing, R., and Tinschmann, G., “Off-Highway-Gasmotoren,” in: van Basshuysen, R. (ed.), *Erdgas und erneuerbares Methan für den Fahrzeugantrieb*, Springer Fachmedien Wiesbaden, Wiesbaden, ISBN 978-3-658-07158-5:465–484, 2015.
- [19] C. Müller, B. Morcinkowski, C. Schernus, K. Habermann, T. Uhlmann, “Development of a Pre-chamber for Spark Ignition Engines in Vehicle Applications,” *Ignition systems for gasoline engines : 4th International Conference*:261–274, 2018.
- [20] Tozzi, L. and Sotiropoulou, E., “Passive prechamber spark plugs: then and now,” 7. *Dessauer Gasmotoren-Konferenz, Dessau 2011*.
- [21] Neubauer, M., Kapus, P., and Fraidl, G., “Höhere Effizienz und weniger Emissionen bei künftigen Hochleistungsmotoren,” *MTZ Motortech Z* 80(1):58–64, 2019, doi:[10.1007/s35146-018-0125-4](https://doi.org/10.1007/s35146-018-0125-4).
- [22] Böwing, R., Drehobl, E., Drexel, C., Snuis, H.-B. et al., “Thermodynamische und regelungstechnische Maßnahmen zur Steigerung von Effizienz und Robustheit der MWM Gasmotoren,” *13. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors*, Graz, 2011.
- [23] Janas, P. and Niessner, W., “Towards a Thermally Robust Automotive Pre-Chamber Spark Plug for Turbocharged Direct Injection Gasoline Engines,” *4th International Conference of Ignition Systems for Gasoline Engines*, 2018.
- [24] Eicheldinger, S., Nguyen, H.D., Dohrmann, S., and Kuppa, K., “Schnelllaufender Gasmotor mit einem effektiven Mitteldruck von mindestens 30 bar,” *FVV Bericht*(R582), 2018.
- [25] L. Brook, “Automotive Engineering Interview Titled "Pushing the ICE forward, gradually": Emergent technologies from BorgWarner, Eaton and Mahle aim for greater efficiency in gasoline and diesel engines.,” in <http://magazine.sae.org/16autp06/>, 2016.
- [26] MWM, “Gasmotor TCG 2032 - MWM Motorspezifikation,” <https://www.mwm.net/gasmotoren-stromaggregate/gasmotor-tcg-2032/>, March 24, 2023.
- [27] Maserati, “Maserati MC20 Highlights, Produktübersicht,”
- [28] P. Soltic, T. Hilfiker, S. Hänggi, R. Hutter, M. Weissner, “Ignition- and combustion concepts for lean operated passenger car natural gas engines,” *FVV-Bericht*, 2017.
- [29] Sens, M. and Binder, E., “Vorkammerzündung als Schlüsseltechnologie für einen zukünftigen Antriebsstrang-Mix,” *MTZ Motortech Z* 80(2):46–53, 2019, doi:[10.1007/s35146-018-0152-1](https://doi.org/10.1007/s35146-018-0152-1).
- [30] M. Sens, E. Binder, A. Benz, L. Krämer, K. Blumenröder, M. Schultalbers, “Vorkammerzündung als Schlüsseltechnologie für hocheffiziente Ottomotoren – neue Ansätze und Betriebsstrategien,” *39. Internationales Wiener Motorensymposium*:291–320, 2018.

- [31] C. Trapp, S. Laiminger, D. Chvatal, A. Wimmer, E. Schneßl, G. Pirker, “The new generation of GE’s Jenbacher gas engines – highest efficiency with two stage turbo charging,” *32. Internationales Wiener Motorensymposium*:281–297, 2011.
- [32] Bunce, M., Cairns, A., Krishna Pothuraju Subramanyam, S., Peters, N. et al., “The Influence of Charge Motion on Pre-Chamber and Main Chamber Combustion in a Highly Dilute Jet Ignition Engine,” *Front. Mech. Eng.* 6, 2021, doi:[10.3389/fmech.2020.629243](https://doi.org/10.3389/fmech.2020.629243).
- [33] Bunce, M., Blaxill, H., Peters, N., Subramanyam, S.K.P. et al., “Pre-chamber Combustors: An Enabling Technology for High Efficiency, Low CO₂ Engine Operation,” in: Kalghatgi, G., Agarwal, A.K., Leach, F., and Senecal, K. (eds.), *Engines and Fuels for Future Transport*, Energy, Environment, and Sustainability, Springer Singapore, Singapore, ISBN 978-981-16-8716-7:133–173, 2022.
- [34] M. Bunce, “Efficiency and Emissions Benefits of Ultra-Lean Engine Operation as Enabled by Jet Ignition, Presentation, Plymouth, Michigan,” 2016.
- [35] Shah, A., Tunestal, P., and Johansson, B., “Effect of Pre-Chamber Volume and Nozzle Diameter on Pre-Chamber Ignition in Heavy Duty Natural Gas Engines,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, SAE 2015 World Congress & Exhibition, APR. 21, 2015, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2015.
- [36] Tang, Q., Sampath, R., Marquez, M.E., Sharma, P. et al., “Optical diagnostics on the pre-chamber jet and main chamber ignition in the active pre-chamber combustion (PCC),” *Combustion and Flame* 228:218–235, 2021, doi:[10.1016/j.combustflame.2021.02.001](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.02.001).
- [37] Hlaing, P., Echeverri Marquez, M., Bhavani Shankar, V.S., Cenker, E. et al., “A Study of Lean Burn Pre-Chamber Concept in a Heavy Duty Engine,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, 14th International Conference on Engines & Vehicles, SEP. 15, 2019, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2019.
- [38] Wakasugi, T., Tsuru, D., and Tashima, H., “Influences of the pre-chamber orifices on the combustion behavior in a constant volume chamber simulating pre-chamber type medium-speed gas engines,” *Combustion Engines*, 2022, doi:[10.19206/CE-148171](https://doi.org/10.19206/CE-148171).
- [39] Syrovatka, Z., Vitek, O., Vavra, J., and Takats, M., “Scavenged Pre-Chamber Volume Effect on Gas Engine Performance and Emissions,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, WCX SAE World Congress Experience, APR. 09, 2019, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2019.
- [40] Wang, M., Leng, X., He, Z., Wei, S. et al., “A Numerical Study on the Effects of the Orifice Geometry between Pre- and Main Chamber for a Natural Gas Engine,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, International Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting, OCT. 16, 2017, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2017.
- [41] Shah, A., Tunestal, P., and Johansson, B., “Scalability Aspects of Pre-Chamber Ignition in Heavy Duty Natural Gas Engines,” *SAE Technical Paper Series*, SAE

- Technical Paper Series, SAE 2016 World Congress and Exhibition, APR. 12, 2016, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2016.
- [42] Bunce, M., Blaxill, H., Kulatilaka, W., and Jiang, N., “The Effects of Turbulent Jet Characteristics on Engine Performance Using a Pre-Chamber Combustor,” in: M. Bunce, H. Blaxill, W. Kulatilaka, N. Jiang (ed.), *The Effects of Turbulent Jet Characteristics on Engine Performance Using a Pre-Chamber Combustor*, SAE Technical Paper Series, SAE 2014 World Congress & Exhibition, APR. 08, 2014, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2014.
- [43] Silva, M., Sanal, S., Hlaing, P., Cenker, E. et al., “Effects of Geometry on Passive Pre-Chamber Combustion Characteristics,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, WCX SAE World Congress Experience, APR. 21, 2020, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2020.
- [44] Chinnathambi, P., Bunce, M., and Cruiff, L., “RANS Based Multidimensional Modeling of an Ultra-Lean Burn Pre-Chamber Combustion System with Auxiliary Liquid Gasoline Injection,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, SAE 2015 World Congress & Exhibition, APR. 21, 2015, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2015.
- [45] Marquez, M.A.E., Hlaing, P., Sharma, P., Cenker, E. et al., “A Pathway to Ultra-Lean IC Engine Combustion: The Narrow Throat Pre-chamber,” in: Kalghatgi, G., Agarwal, A.K., Leach, F., and Senecal, K. (eds.), *Engines and Fuels for Future Transport*, Energy, Environment, and Sustainability, Springer Singapore, Singapore, ISBN 978-981-16-8716-7:175–203, 2022.
- [46] Shah, A., Tunestål, P., and Johansson, B., “CFD Simulations of Pre-Chamber Jets' Mixing Characteristics in a Heavy Duty Natural Gas Engine,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, JSAE/SAE 2015 International Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting, SEP. 01, 2015, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2015.
- [47] Ge, H., Bakir, A.H., Yadav, S., Kang, Y. et al., “CFD Optimization of the Pre-Chamber Geometry for a Gasoline Spark Ignition Engine,” *Front. Mech. Eng.* 6, 2021, doi:[10.3389/fmech.2020.599752](https://doi.org/10.3389/fmech.2020.599752).
- [48] Ihmsen M., “Die Zukunft von SPH gestalten,” *AVL German Simulation Conference 2022*, Regensburg, Germany, 2022.
- [49] Klos F., “CHT-Simulationen von ölgekühlten Bauteilen,” *AVL German Simulation Conference 2022*, Regensburg, Germany, 2022.
- [50] He, F., Zhang, H., Huang, C., and Liu, M., “A stable SPH model with large CFL numbers for multi-phase flows with large density ratios,” *Journal of Computational Physics* 453:110944, 2022, doi:[10.1016/j.jcp.2022.110944](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2022.110944).
- [51] Ihmsen, M., Akinci, N., Becker, M., and Teschner, M., “A Parallel SPH Implementation on Multi-Core CPUs,” *Computer Graphics Forum* 30(1):99–112, 2011, doi:[10.1111/j.1467-8659.2010.01832.x](https://doi.org/10.1111/j.1467-8659.2010.01832.x).

- [52] Yan Y., “Untersuchung der Schneeeigenschaften für die Schneesimulation im Gesamtfahrzeugversuch,” *AVL German Simulation Conference 2022*, Regensburg, Germany, 2022.
- [53] Lebas, R., Blokkeel, G., Beau, P.-A., and Demoulin, F.-X., “Coupling Vaporization Model With the Eulerian-Lagrangian Spray Atomization (ELSA) Model in Diesel Engine Conditions,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, SAE 2005 World Congress & Exhibition, APR. 11, 2005, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2005.
- [54] Befrui B., Aye A., Bossi A., Markle L., Varble D., “ECN GDI Spray G: Coupled LES Jet Primary Breakup - Lagrangian Spray Simulation and Comparison with Data,” *ILASS Americas 28th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Dearborn, MI, USA, 2016.
- [55] N. Hall, “Navier-Stokes Equations, 3-dimensional-unsteady, NASA Glen Research Center, 2021,” <https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/nseqs.html>, April 25, 2023.
- [56] Oertel, H. (ed.), “Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene,” Springer Reference Technik, 14th ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, Heidelberg, ISBN 978-3-658-08627-5, 2017.
- [57] Merker, G.P. and Teichmann, R. (eds.), “Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise und alternative Antriebssysteme : Verbrennung, Messtechnik und Simulation,” *ATZ/MTZ-Fachbuch*, 9th ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, Heidelberg, ISBN 978-3-658-23556-7, 2019.
- [58] Poruba C., “Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen,” Dissertation, München, 2002.
- [59] Ferziger, J.H., Perić, M., and Street, R.L., “Numerische Strömungsmechanik,” 2nd ed., Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-662-46544-8, 2020.
- [60] Jasak, H., “Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows,” PhD Thesis, Imperial College London, London, 1996.
- [61] Feng, X., “Cell-Centered Finite Volume Methods,” in: Feng, X. (ed.), *Magnetohydrodynamic Modeling of the Solar Corona and Heliosphere*, Atmosphere, Earth, Ocean & Space, Springer Singapore, Singapore, ISBN 978-981-13-9080-7:125–337, 2020.
- [62] Maragos, G., Verma, S., Trouvé, A., and Merci, B., “Evaluation of OpenFOAM’s discretization schemes used for the convective terms in the context of fire simulations,” *Computers & Fluids* 232:105208, 2022, doi:[10.1016/j.compfluid.2021.105208](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2021.105208).
- [63] Hirsch, C., “Numerical computation of internal and external flows: Fundamentals of computational fluid dynamics/ Charles Hirsch,” 2nd ed., Elsevier/Butterworth-Heinemann, Amsterdam, ISBN 978-0-7506-6594-0, 2007.
- [64] ANSYS, Inc., “ANSYS Fluent Theory Guide,” Published in the U.S.A., 2013.
- [65] AVL, “Finite Volume Discretization, The Numerical Solution Procedure, CFD Solver User Manual (Extended Explanation), 2021,”

- [66] Sweby, P.K., “High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws,” *SIAM Journal on Numerical Analysis*, vol. 21, no. 5, 1984, pp. 995–1011. JSTOR.
- [67] Gaskell, P.H. and Lau, A.K.C., “Curvature-compensated convective transport: SMART, A new boundedness- preserving transport algorithm,” *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 8(6):617–641, 1988, doi:[10.1002/fld.1650080602](https://doi.org/10.1002/fld.1650080602).
- [68] A. Wimshurst, “Doctor of philosophy Thesis: Tip Flow Corrections for Horizontal Axis Wind and Tidal Turbine Rotors,” University of Oxford, 2018.
- [69] Laurien, E. and Oertel, H., “Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit,” SpringerLink Bücher, 6th ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, ISBN 9783658210601, 2018.
- [70] AVL, “Documentation CFD Solver User Manual (Extended Explanation), 2021,”
- [71] Lecheler, S., “Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0,” Lehrbuch, 3rd ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, ISBN 978-3-658-05200-3, 2014.
- [72] Paschedag, A.R., “CFD in der Verfahrenstechnik: Allgemeine Grundlagen und mehrphasige Anwendungen,” Wiley-VCH, Weinheim, ISBN 9783527603855, 2004.
- [73] Schlichting, H., “Grenzschicht-Theorie: Mit 22 Tabellen,” 10th ed., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-540-32985-5, 2006.
- [74] Oertel, H., Böhle, M., and Reviol, T., “Strömungsmechanik: Für Ingenieure und Naturwissenschaftler,” Lehrbuch, 7th ed., Springer Vieweg, Wiesbaden, ISBN 978-3-658-07785-3, 2015.
- [75] Duriez, T., Brunton, S.L., and Noack, B.R., “Machine learning control - taming nonlinear dynamics and turbulence,” *Fluid mechanics and its applications*, volume 116, Springer, Cham, ISBN 978-3-319-40624-4, 2017.
- [76] Eppler, B., “Simulation von Kraftwerken und Feuerungen,” SpringerLink Bücher, 2nd ed., Springer, Wien, New York, ISBN 978-3-7091-1182-6, 2012.
- [77] Wilcox, D.C., “Turbulence modeling for CFD,” DCW Industries, La Cañada, California, ISBN 978-1-928729-08-2, 2006.
- [78] Hanjalic, K., “Closure Models for Incompressible Turbulent Flows,” Department of Applied Physics, Delft University of Technology, 2004.
- [79] R. Sieber, “Numerische Simulation technischer Strömungen mit Fluid–Struktur–Kopplung,” Dissertation, Darmstadt, 2002.
- [80] Wilcox, D.C., “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models,” *AIAA Journal* 26(11):1299–1310, 1988, doi:[10.2514/3.10041](https://doi.org/10.2514/3.10041).
- [81] Rumsey C., Langley Research Center, NASA, “The Wilcox k-omega Turbulence Model, Turbulence Modeling Resource,” <https://turbmodels.larc.nasa.gov/wilcox.html>, June 21, 2023.
- [82] J.C. Kok, “Resolving the dependence on free-stream values for the k-omega turbulence model,” NLR-TP-99295, 1999.

- [83] Menter, F.R., “Influence of freestream values on k-omega turbulence model predictions,” *AIAA Journal* 30(6):1657–1659, 1992, doi:[10.2514/3.11115](https://doi.org/10.2514/3.11115).
- [84] Wilcox, D.C., “Formulation of the k-w Turbulence Model Revisited,” *AIAA Journal* 46(11):2823–2838, 2008, doi:[10.2514/1.36541](https://doi.org/10.2514/1.36541).
- [85] Müller, F., Schmitt, M., Wright, Y.M., and Boulouchos, K., “Determination of Supersonic Inlet Boundaries for Gaseous Engines Based on Detailed RANS and LES Simulations,” *SAE Int. J. Engines* 6(3):1532–1543, 2013, doi:[10.4271/2013-24-0004](https://doi.org/10.4271/2013-24-0004).
- [86] Michel, H., “Vergleich von Turbulenzmodellen und Wandfunktionen zur numerischen Berechnung des turbulenten Wärmeübergangs in einer Rohrströmung,” *Chemie Ingenieur Technik*, 76(8), p. 1116-1124, 2004.
- [87] Bartosiewicz, Y., Aidoun, Z., Desevaux, P., and Mercadier, Y., “Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors,” *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26(1):56–70, 2005, doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.003](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.003).
- [88] Hanjalić, K., Popovac, M., and Hadžiabdić, M., “A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD,” *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25(6):1047–1051, 2004, doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.005](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.005).
- [89] Popovac, M. and Hanjalic, K., “Compound Wall Treatment for RANS Computation of Complex Turbulent Flows and Heat Transfer,” *Flow Turbulence Combust* 78(2), 2007, doi:[10.1007/s10494-006-9067-x](https://doi.org/10.1007/s10494-006-9067-x).
- [90] Durbin, P.A., “Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”,,” *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* 3(1):1–13, 1991, doi:[10.1007/BF00271513](https://doi.org/10.1007/BF00271513).
- [91] Durbin, P.A. and Reif, B.A.P., “Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows,” Wiley, ISBN 9780470689318, 2010.
- [92] Iaccarino, G., Ooi, A., Durbin, P.A., and Behnia, M., “Reynolds averaged simulation of unsteady separated flow,” *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24(2):147–156, 2003, doi:[10.1016/S0142-727X\(02\)00210-2](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(02)00210-2).
- [93] Rumsey C., Langley Research Center, NASA, “k-e-zeta-f Turbulence Model, Turbulence Modeling Resource,” <https://turbmodels.larc.nasa.gov/k-e-zeta-f.html>.
- [94] AVL, “The k-zeta-f Model, The Turbulence Model, The Mathematical Model, Theoretical Background, FIRE CFD Solver User Manual,” 2021.
- [95] Peters, N., “Technische Verbrennung, Institut für Technische Verbrennung,” RWTH Aachen, 2010.
- [96] Borghi, R., “On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames,” in: Casci, C. and Bruno, C. (eds.), *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, Springer US, Boston, MA, ISBN 978-1-4684-4300-4:117–138, 1985.
- [97] N. Peters, “Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion,”:1231–1250, 1986.
- [98] Synek, B., “Dissertation, Simulation reaktiver Mehrphasenströmungen mit einer Momentenmethode und tabellierter Chemie,” Darmstadt, 2017.
- [99] Zirwes, T., “Memory Effects in Premixed Flames: Unraveling ransient Flame Dynamics with the Flame Particle Tracking Method,” Dissertation, Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), 2021.

- [100] Poredos, A., “Simulation Methods Covering Recent Technologies for GDI Engines,” *AVL International Simulation Conference 2019*.
- [101] Peters, N., “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion,” *Symposium (International) on Combustion* 21(1):1231–1250, 1988, doi:[10.1016/S0082-0784\(88\)80355-2](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80355-2).
- [102] Beyrau, F., “Combustion in Engineering, Lecture Notes, Lehrstuhl für Technische Thermodynamik,” 2005.
- [103] Peters, N., “The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence,” *J. Fluid Mech.* 384:107–132, 1999, doi:[10.1017/S0022112098004212](https://doi.org/10.1017/S0022112098004212).
- [104] Peters, N., “Turbulent Combustion,” Cambridge University Press, ISBN 9780521660822, 2010.
- [105] Liberman, M.A., “Introduction to Physics and Chemistry of Combustion,” Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-540-78758-7, 2008.
- [106] DUCLOS, J., VEYNANTE, D., and Poinso, T., “A comparison of flamelet models for premixed turbulent combustion,” *Combustion and Flame* 95(1-2):101–117, 1993, doi:[10.1016/0010-2180\(93\)90055-8](https://doi.org/10.1016/0010-2180(93)90055-8).
- [107] AVL, “Coherent Flame Model, Combustion Models, Theoretical Background, FIRE CFD Solver User Manual,” 2021.
- [108] Colin, O., Benkenida, A., and Angelberger, C., “3d Modeling of Mixing, Ignition and Combustion Phenomena in Highly Stratified Gasoline Engines,” *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP* 58(1):47–62, 2003, doi:[10.2516/ogst:2003004](https://doi.org/10.2516/ogst:2003004).
- [109] Colin, O. and Benkenida, A., “The 3-Zones Extended Coherent Flame Model (Ecfm3z) for Computing Premixed/Diffusion Combustion,” *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP* 59(6):593–609, 2004, doi:[10.2516/ogst:2004043](https://doi.org/10.2516/ogst:2004043).
- [110] Lafossas, F.-A., Castagne, M., Dumas, J.P., and Henriot, S., “Development and Validation of a Knock Model in Spark Ignition Engines Using a CFD code,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, SAE Powertrain & Fluid Systems Conference & Exhibition, OCT. 21, 2002, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2002.
- [111] Knop, V., Benkenida, A., Jay, S., and Colin, O., “Modelling of combustion and nitrogen oxide formation in hydrogen-fuelled internal combustion engines within a 3D CFD code,” *International Journal of Hydrogen Energy* 33(19):5083–5097, 2008, doi:[10.1016/j.ijhydene.2008.06.027](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2008.06.027).
- [112] Lucchini, T., Cornolti, L., Montenegro, G., D'Errico, G. et al., “A Comprehensive Model to Predict the Initial Stage of Combustion in SI Engines,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, SAE 2013 World Congress & Exhibition, APR. 16, 2013, SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2013.
- [113] Colin, O., Da Pires Cruz, A., and Jay, S., “Detailed chemistry-based auto-ignition model including low temperature phenomena applied to 3-D engine calculations,” *Proceedings of the Combustion Institute* 30(2):2649–2656, 2005, doi:[10.1016/j.proci.2004.08.058](https://doi.org/10.1016/j.proci.2004.08.058).

- [114] AVL, “MCFM, ECFM, ECFM-3Z Models, Combustion Models, Theoretical Background, FIRE CFD Solver User Manual,” 2021.
- [115] Jafarmadar, S., “Multi-dimensional modelling of the effect of the diesel fuel quantity on the exergy terms in an engine fuelled with a mixture of diesel and natural gas,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* 230(3):423–434, 2016, doi:[10.1177/0954407015586699](https://doi.org/10.1177/0954407015586699).
- [116] Jafarmadar, S., “Exergy analysis of hydrogen/diesel combustion in a dual fuel engine using three-dimensional model,” *International Journal of Hydrogen Energy* 39(17):9505–9514, 2014, doi:[10.1016/j.ijhydene.2014.03.152](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.03.152).
- [117] AVL (ed.), “Release Notes 2023 R1: Antriebsstrang – Leistungs- und Wärmemanagement,” 2023.
- [118] CANDEL, S.M. and POINSOT, T.J., “Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area,” *Combustion Science and Technology* 70(1-3):1–15, 1990, doi:[10.1080/00102209008951608](https://doi.org/10.1080/00102209008951608).
- [119] MENEVEAU, C. and Poinso, T., “Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion,” *Combustion and Flame* 86(4):311–332, 1991, doi:[10.1016/0010-2180\(91\)90126-V](https://doi.org/10.1016/0010-2180(91)90126-V).
- [120] Delhay, B. and Cousyn, B., “Computation of Flow and Combustion in Spark Ignition Engine and Comparison with Experiment,” *SAE Technical Paper Series*, SAE Technical Paper Series, 1996 SAE International Fall Fuels and Lubricants Meeting and Exhibition, OCT. 14, 1996, SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 1996.
- [121] Metghalchi, M. and Keck, J.C., “Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature,” *Combustion and Flame* 48:191–210, 1982, doi:[10.1016/0010-2180\(82\)90127-4](https://doi.org/10.1016/0010-2180(82)90127-4).
- [122] AVL, “CFM-2A Model - Laminar Flame Speed, Combustion Models, Theoretical Background, FIRE CFD Solver User Manual,” 2021.
- [123] Poinso, T., VEYNANTE, D., and Candel, S., “Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams,” *JFM* 228:561, 1991, doi:[10.1017/S0022112091002823](https://doi.org/10.1017/S0022112091002823).
- [124] Ammar, S.M. and Park, C.W., “Validation of the Gnielinski correlation for evaluation of heat transfer coefficient of enhanced tubes by non-linear regression model: An experimental study of absorption refrigeration system,” *International Communications in Heat and Mass Transfer* 118:104819, 2020, doi:[10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104819](https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104819).
- [125] Dostál, M., Petera, K., and Solnař, S., “Gnielinski’s correlation and a modern temperature-oscillation method for measuring heat transfer coefficients,” *EPJ Web Conf.* 269:1009, 2022, doi:[10.1051/epjconf/202226901009](https://doi.org/10.1051/epjconf/202226901009).
- [126] Craft, T.J., Launder, B.E., and Suga, K., “Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence,” *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17(2):108–115, 1996, doi:[10.1016/0142-727X\(95\)00079-6](https://doi.org/10.1016/0142-727X(95)00079-6).

- [127] Abdelsamie, A., Fru, G., Oster, T., Dietzsch, F. et al., “Towards direct numerical simulations of low-Mach number turbulent reacting and two-phase flows using immersed boundaries,” *Computers & Fluids* 131:123–141, 2016, doi:[10.1016/j.compfluid.2016.03.017](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2016.03.017).
- [128] Mishra, A., Yadav, H., Djenidi, L., and Agrawal, A., “Experimental study of flow characteristics of an oblique impinging jet,” *Exp Fluids* 61(3), 2020, doi:[10.1007/s00348-020-2923-y](https://doi.org/10.1007/s00348-020-2923-y).
- [129] Caggese, O., Gnaegi, G., Hannema, G., Terzis, A. et al., “Experimental and numerical investigation of a fully confined impingement round jet,” *International Journal of Heat and Mass Transfer* 65:873–882, 2013, doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.06.043](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.06.043).
- [130] Ries, F., Li, Y., Nishad, K., Janicka, J. et al., “Entropy Generation Analysis and Thermodynamic Optimization of Jet Impingement Cooling Using Large Eddy Simulation,” *Entropy (Basel, Switzerland)* 21(2), 2019, doi:[10.3390/e21020129](https://doi.org/10.3390/e21020129).
- [131] Zhang, X. and Agarwal, R.K., “Numerical Simulation of Fountain Formation due to Normal and Inclined Twin-Jet Impingement on Ground,” *Fluids* 5(3):132, 2020, doi:[10.3390/fluids5030132](https://doi.org/10.3390/fluids5030132).
- [132] Chi, C., “Direct numerical simulations of gaseous combustion in complex geometry,” Universitäts- und Landesbibliothek Sachsen-Anhalt; Martin-Luther Universität; Thévenin, Dominique, 2021, doi:[10.25673/37871](https://doi.org/10.25673/37871).
- [133] J. Dinwoodie, “3D-CFD Simulation of direct gaseous injection for a medium speed dual-fuel engine,” *Rostock Large Engine Symposium RGMT 2024*.
- [134] Chen, Y., Zhu, Z., Chen, Y., Huang, H. et al., “Study of injection pressure couple with EGR on combustion performance and emissions of natural gas-diesel dual-fuel engine,” *Fuel* 261:116409, 2020, doi:[10.1016/j.fuel.2019.116409](https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116409).
- [135] Posch, S., Winter, H., Zelenka, J., Pirker, G. et al., “Development of a tool for the preliminary design of large engine prechambers using machine learning approaches,” *Applied Thermal Engineering* 191:116774, 2021, doi:[10.1016/j.applthermaleng.2021.116774](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2021.116774).
- [136] Bundesgesetz, “Gesetz zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen durch Luftverunreinigungen, Geräusche, Erschütterungen und ähnliche Vorgänge: Bundes-Immissionsschutzgesetz: Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA Luft,” 2021.
- [137] M. Wiseman, “Spark Ignition Engine Combustion Process Analysis, PhD Thesis,” University of Nottingham, 1990.

Anhang

Anhang 1 1D-Modell des Vorkammerzündkerze-Einblasesystems in GT-SUITE

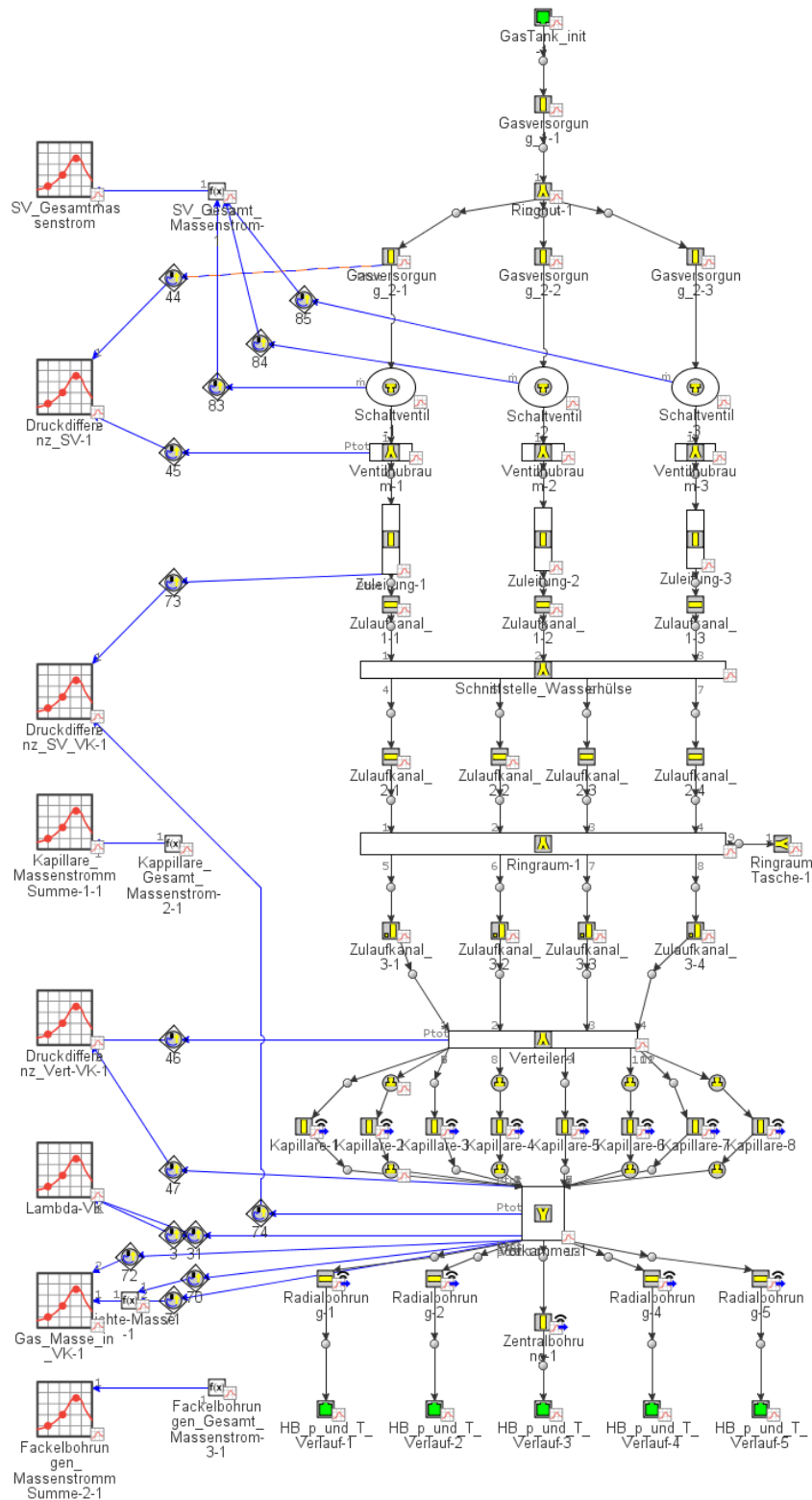


Abbildung 51 1D-Modell der Innenkanäle der Wasserhülse und der Vorkammerzündkerze

Anhang 2 Ergebnisse der 1D-Simulation für $n=1500 \text{ min}^{-1}$

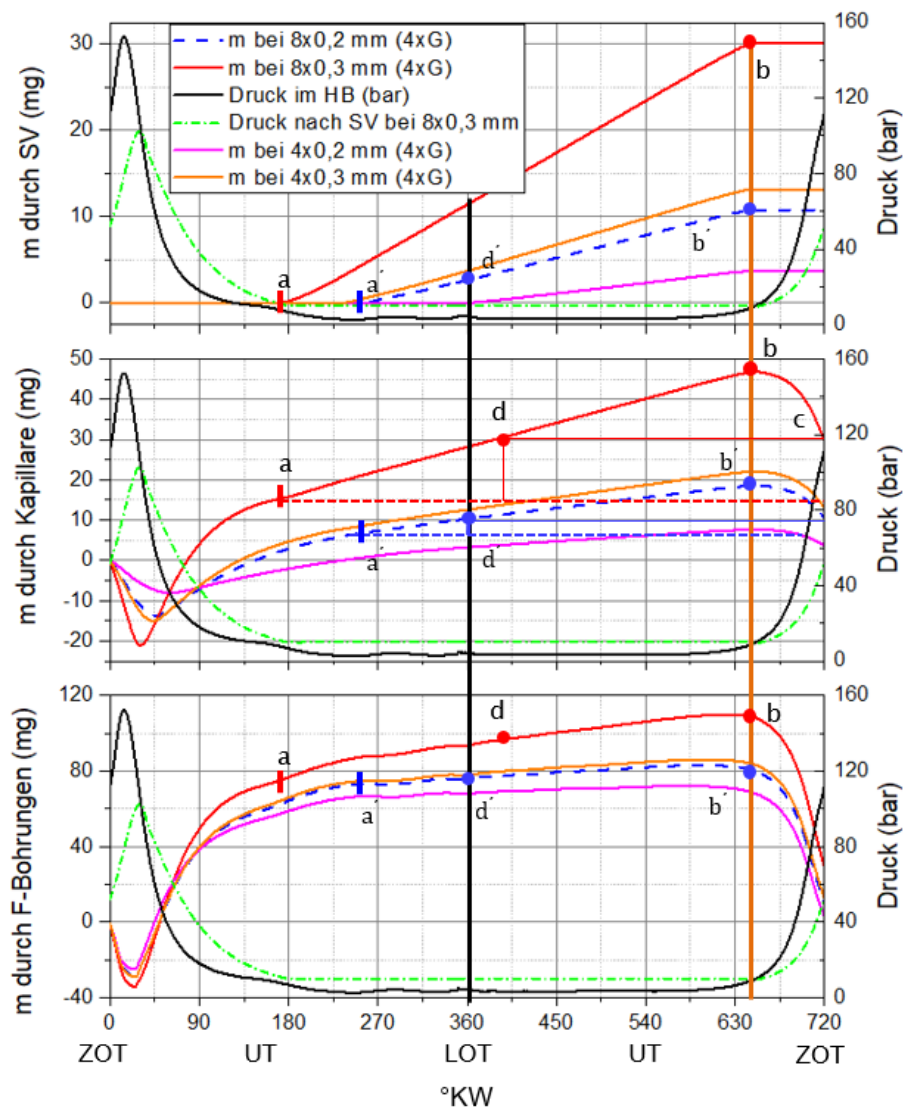


Abbildung 52 Integrierter Massenstrom durch den Schaltventil, Kapillaren und Fackelbohrungen bei Konfiguration mit 4 und 8 Kapillaren mit $\varnothing = 0,2$ und $0,3 \text{ mm}$; Druckverlauf nach dem Schaltventil (SV) bei Kapillarkonfiguration $8 \times 0,3 \text{ mm}$ für $n=1500 \text{ min}^{-1}$

Anhang 3 Variation der Turbulenzmodelle

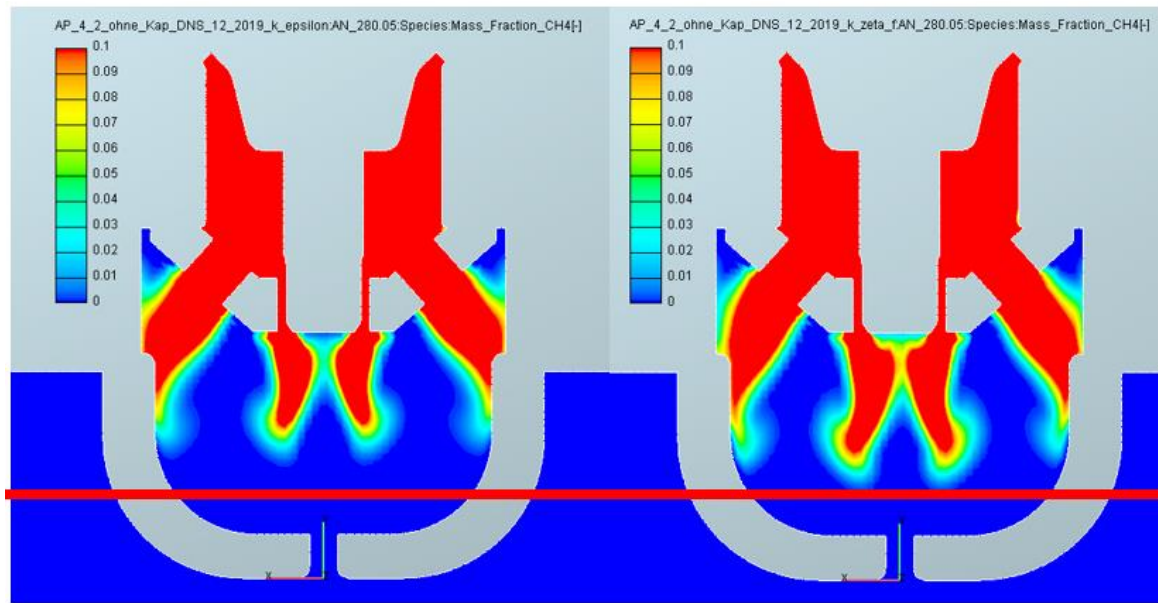


Abbildung 53 Unterschied der Methanmassenverteilung während der Vorkammerspülung zwischen dem $k - \epsilon$ –(links) und dem $k - \zeta - f$ – Turbulenzmodel (rechts); Massenanteilskala CH₄ zwischen 0% und 10%