

Geometrieoptimierung von
Benzin-Hochdruck-Einspritzventilen mit Hilfe numerischer
Strömungsmechanik und genetischer Algorithmen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

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

von M. Sc. Robin Hellmann
geb. am 08. April 1990 in Bietigheim-Bissingen

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. Frank Beyrau
Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin
Prof. Dr.-Ing. Hermann Rottengruber
Dr.-Ing. Wolfgang Samenfink

eingereicht am: 05. Mai 2020

Promotionskolloquium am: 09. November 2020

Kurzfassung

Um eine hohe Effizienz und Leistung zu erzielen, verwendet der überwiegende Teil der aktuell entwickelten Otto-Motoren die Benzin-Direkteinspritzung. Dabei stellen die Hochdruck-Einspritzventile eine Schlüsselkomponente des Brennverfahrens dar, wobei die Ventilsitzgeometrie maßgeblich das Kraftstoffspray bestimmt. Für ein optimales Brennverfahren ist deshalb ein motorspezifisch gestalteter Ventilsitz notwendig, d.h. für jeden Motor muss entsprechend der Vorgaben eine optimale Ventilsitzgeometrie gefunden werden. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen numerischen und automatisierten Ansatz zur Optimierung der Ventilsitzgeometrie zu entwickeln, zu bewerten und einzusetzen.

Zuerst werden die Optimierungsziele beschrieben und ein Optimierungsproblem mathematisch formuliert. Dieses definiert sich aus den konkurrierenden Zielgrößen einer minimalen Penetration und einem minimalen Strahlkegelwinkel bei gleichbleibendem Massenstrom und Strahlrichtung des Kraftstoffes.

Ein vollständig automatisierter CFD-Simulationslauf einschließlich einer effizienten Evaluierung ist eine wesentliche Voraussetzung für die genetische Optimierung und wird im Rahmen der Arbeit entwickelt. Hierbei stellt sich die Kopplung der Innenströmung mit einer Simulation des Kraftstoffsprays als bedeutend und zielführend heraus. Die Validierung des entwickelten Ansatzes erfolgt mittels skalenaufgelösten Berechnungsverfahren und Hochgeschwindigkeits-Sprayvisualisierungen und zeigt für die untersuchten Spraycharakteristika eine gute Übereinstimmung.

Im Rahmen einer statistischen Versuchsplanung werden Wirkzusammenhänge zwischen Geometrie- und Strömungsgrößen aufgezeigt und darauf aufbauend Metamodelle erstellt. Des Weiteren erlaubt die hohe Güte der Modelle deren Einsatz innerhalb einer Optimierung, wodurch sich eine ausgeprägte Pareto-Front mit verbesserten Ventilsitzgeometrien ergibt. Die genetische Optimierung unter direktem Einsatz des gekoppelten Simulationsablaufes identifiziert noch weiter verbesserte Ventilsitze.

Abschließend werden vier Hochdruckinjektoren mit Hilfe der in der Arbeit entwickelten Metamodelle in den fertigen Raum überführt und hergestellt. Sowohl die CFD-Berechnung als auch die Sprayvisualisierung der gefertigten Muster zeigen, dass die in der Optimierung gefundenen Unterschiede des Strahlkegelwinkels und der Penetration erhalten bleiben, sich aber aufgrund von Fertigungsvorgaben und Fertigungstoleranzen abschwächen.

Abstract

In order to achieve high efficiency and performance, the majority of the currently developed Otto engines use gasoline direct injection. The high-pressure injectors are a key component of the combustion process, as the valve seat geometry determines the fuel spray significantly. An optimal combustion process requires an engine-specific valve seat, i.e. an optimal valve seat geometry must be found, according to the specifications, for each engine. The aim of this work is to develop, evaluate and use a numerical and automated workflow to optimize the valve seat geometry.

First, the optimization goals are described and an optimization problem is formulated mathematically. This is defined by the competing objectives of a minimum penetration and a minimum spray plume cone angle for a constant fuel mass flow and spray plume direction.

A fully automated CFD simulation process including an efficient evaluation is an essential prerequisite for a genetic optimization and is developed as part of the work. Coupling the internal nozzle flow with a spray simulation turns out to be important and effective. The developed approach is validated using scale-resolved calculation methods and high-speed spray visualizations and shows a good agreement for the investigated spray characteristics.

Interdependencies between design and flow variables are shown by means of design of experiments and approximation models are built. Furthermore, the high quality of the models allows them to be used within an optimization, which results in a distinctive Pareto front containing improved valve seat geometries. Genetic optimization using the coupled simulation process identifies even better valve seats.

Finally, four high-pressure injectors are transferred to the fabricable space using the metamodels developed in the present work. Both the CFD calculation and the spray visualization of the manufactured samples show that the differences found in the optimization of the spray plume cone angle and the penetration are retained, but weakened due to manufacturing specifications and manufacturing tolerances.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen, Abkürzungen und Indizes	v
1 Einleitung	1
1.1 Benzin-Direkt-Einspritzung	2
1.2 Zielsetzung der Arbeit	4
2 Grundlagen	7
2.1 Numerische Strömungsmechanik	7
2.1.1 Grundgleichungen	8
2.1.2 Statistische Ansätze zur Turbulenzmodellierung	9
2.1.3 Grobstruktur-Simulation	12
2.1.4 Hybride Ansätze zur Turbulenzmodellierung	14
2.1.5 Numerische Integration	15
2.2 Zweiphasenströmungen	16
2.2.1 Klassifizierung von Zweiphasenströmungen	17
2.2.2 Flüssigkeitszerstäubung	18
2.2.3 Modellierung der Innenströmung	21
2.2.4 Modellierung des Kraftstoffsprays	22
2.3 Statistische Versuchsplanung	25
2.3.1 Auswahl und Analyse der Testfelder	26
2.3.2 Ersatzmodelle	27
2.3.3 Ersatzmodelle für Geometrieoptimierungen	30
2.4 Optimierung im Zusammenhang technischer Fragestellungen	30
2.4.1 Definition eines Optimierungsproblems	31
2.4.2 Genetische Algorithmen	33
2.4.3 CFD-Optimierung mit OPAL++	35
3 Ausarbeitung des Optimierungsproblems	41
3.1 Funktionalität des Ventilsitzes	41
3.2 Formulierung des Optimierungsproblems	42
3.2.1 Zielfunktionen	43

3.2.2	Einschränkungen	43
3.2.3	Suchraum	45
3.3	Theoretische Betrachtung des Optimierungsproblems	47
4	Entwicklung und Validierung der Simulationsmethode	49
4.1	Untersuchte Kenngrößen des Ventilsitzes	49
4.1.1	Untersuchte Zweiloch-Injektoren	51
4.1.2	Spraykammermessungen	51
4.2	Simulation der Innenströmung	54
4.2.1	Diskretisierung	54
4.2.2	Simulationseinstellungen	56
4.2.3	Überprüfung der hybriden Stress-Blended Eddy Simulation (SBES)-Turbulenzmodellierung	60
4.2.4	Ergebnisse der Turbulenzstudie	62
4.2.5	Abgleich mit Messdaten	67
4.3	Simulation des Sprays	69
4.3.1	Rechengebiet und Diskretisierung	70
4.3.2	Simulationseinstellungen	70
4.3.3	Abgleich zwischen Spray und Schattenlicht-Aufnahmen ...	71
4.4	Zwischenfazit	73
5	Entwicklung des Simulationsprozesses zur Optimierung	75
5.1	Innenströmung	75
5.1.1	Rechengebiet	76
5.1.2	Diskretisierung	77
5.1.3	Ablauf der Simulation	79
5.1.4	Zusammenfassung des Ablaufs der Innenströmungssimulation	85
5.2	Kraftstoffspray	87
5.2.1	Simulationsgebiet und Diskretisierung	88
5.2.2	Zusammenfassung des Ablaufs der Spraysimulation	89
5.3	Überblick des gesamten Simulationsprozesses	91
5.3.1	Eignung des Simulationsablaufes für genetische Algorithmen	91
6	Statistische Versuchsplanung, Ersatzmodelle und deren Anwendungen	95
6.1	Statistische Versuchsplanung	95
6.1.1	Verteilung der Geometrievektoren	95
6.1.2	Simulation des Testfeldes	96
6.1.3	Korrelationen und Wirkzusammenhänge	99
6.2	Metamodelle / Ersatzmodelle	101
6.2.1	Arten und Konditionierung der Modelle	102
6.2.2	Überprüfung der Vorhersagegüte	104
6.2.3	Auswahl der Ersatzmodelle	106
6.3	Anwendung und Bewertung	108

6.3.1	Erforschung des Parameterraums	109
6.3.2	Zusammenfassende Bewertung	112
7	Optimierung	115
7.1	Initialisierung	115
7.1.1	Initiale Population für die Metamodell-Optimierung	116
7.1.2	Initiale Population für die CFD-Optimierung	117
7.2	Durchführung der Optimierung	119
7.2.1	Meta-Optimierung	120
7.2.2	CFD-Optimierung	124
7.3	Vergleich Metamodell-Optimierung mit CFD-Optimierung	128
7.3.1	Pareto-Fronten und deren Geometrievektoren	128
7.3.2	Auslegungskriterien	130
7.3.3	Strömung ausgewählter, optimierter Geometrien	132
8	Anwendung	139
8.1	Ableitung fertiger Geometrien	139
8.1.1	Überführung in einen diskreten, fertigen Parameterraum	139
8.1.2	Realisierung	143
8.2	Verifizierung mit Spraykammernmessungen	143
8.2.1	Massenstrom und Targeting Radius	146
8.2.2	Strahlkegelwinkel und Penetration	147
8.3	Abschließende Bewertung	149
9	Fazit und Ausblick	153
	Literaturverzeichnis	155
	Liste der Veröffentlichungen über Teilgebiete der Dissertation	165

Formelzeichen, Abkürzungen und Indizes

Formelzeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
\mathfrak{N}	Menge der globalen Optima	(-)
\mathbb{O}	Optimierungsproblem	(-)
\mathbb{R}	Reelle Zahl	(-)
α	Radialer Neigungswinkel eines Spritzloches	($^{\circ}$)
β	Tangentialer Neigungswinkel eines Spritzloches	($^{\circ}$)
β_{SST}	SST-Schließkonstante	(-)
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy Zahl	(-)
c	Konstante	(-)
D	Dimension	
	Anzahl an Variablen	
	Länge des Geometrievektors	(-)
d	Durchmesser	(m)
Δ	Differenz	(-)
δ_{ij}	Kronecker-Delta	(-)
E	Energiespektrumsdichte	(-)
e	Innere Energie	(J)
ε	Approximationsfehler	(-)
ε	turbulente Dissipation	(m^2/s^3)
\mathbb{F}	Fertigbarer Parameterraum	(-)
F	Kraft	(N)
f	Zielfunktion	(-)
f	Frequenz	(Hz)
$f()$	Funktion von ()	(-)
G	Filterfunktion	(-)
g	Gleichheitsbedingungen	(-)
g	Erdbeschleunigung	(m/s^2)
h	Gitterabstand	(-)
h	Höhe	(m)

J	Anzahl an Ungleichheitsbedingungen	(-)
K	Anzahl an Gleichheitsbedingungen	(-)
K	Kavitationszahl	(-)
k	Steigung einer Geraden	(-)
k	Turbulente kinetische Energie	(m ² /s ²)
K_{xy}	Empirische Kovarianz	(-)
L	Längenmaß	(-)
L	turbulentes Längenmaß	(m)
l	Länge	(m)
λ	Luftverhältnis	(-)
λ	Wärmeleitfähigkeit	(W/(mK))
M	Anzahl an Zielfunktionen	(-)
m	Masse	(kg)
MA	Maximale Abweichung	(-)
μ	Dynamische Viskosität	(kg/(ms))
N	Größe der Population	(-)
n	Anzahl	(-)
ν	Kinematische Viskosität	(m ² /s)
Oh	Ohnesorge-Zahl	(-)
Ω	Suchraum	(-)
ω	Inverses Zeitmaß	(1/s)
P	Wahrscheinlichkeit	(-)
P	Penetration	(m)
p	Druck	(N/m ²)
$p()$	Polynom von ()	(-)
PF	Pareto-Front	(-)
ϕ	Radialen Basisfunktion	(-)
φ	Strömungsvariable	(-)
ψ	Konizität	(°)
q	turbulentes Geschwindigkeitsmaß	(m/s)
r	Rang eines Wertes	(-)
r	Radius	(m)
r_α	Anteil der Phase	(-)
r	Rang des i-ten Datenpunktes	(-)
Re	Reynolds-Zahl	(-)
ρ	Dichte	(kg/m ³)
r_P	Pearson-Korrelations-Koeffizient	(-)
r_S	Spearman-Korrelations-Koeffizient	(-)
R^2	Bestimmtheitsmaß	(-)
r_T	Targeting Radius	(m)
S	Strahlschwerpunkt	(-)
SF	Skalierungs-Faktor	(-)
σ	Filterweite der LES	(-)
σ	Standardabweichung	(-)
σ	Oberflächenspannung	(N/m ²)

\succ	Vergleichsoperator	(-)
T	Temperatur	(K)
t	Zeit	(s)
τ	Strahlkegelwinkel	($^{\circ}$)
τ_{ij}	Viskoser Spannungstensor	(N/m ²)
u	Ungleichheitsbedingungen	(-)
u	Geschwindigkeit	(m/s)
V	Volumen	(m ³)
w	Wert der Wichtung	(-)
We	Weber-Zahl	(-)
\mathbf{x}	Lösungskandidat	
	Geometrievektor	
	Individuum	(-)
x	Kartesisches Koordinatensystem	(-)
ξ	Strahlrichtungswinkel	($^{\circ}$)
$\tilde{\mathbf{x}}$	Fertigbarer Geometrievektor	(-)
y	Wert von y	(-)
Z	stochastischer Anteil	(-)

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
BDE	Benzin-Direkt-Einspritzung
CAD	Computer-Aided-Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFD-O	CFD-Optimierung
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
CPU	Central Processing Unit (zu deutsch: Hauptprozessor)
CPUh	CPU hours (zu deutsch: Prozessorstunden)
DDM	Discrete Droplet Method
DGL	Differential-Gleichung
DNS	Direkte Numerische Simulation
GA	Genetischer Algorithmus
GB	Gigabyte
GGL	Gegenlicht
HDEV	Hochdruck Einspritzventil
KV	Kontroll-Volumen
LDM	Long-Distance Microscope
LES	Large-Eddy Simulation
LHS	Latin Hypercube Sampling
MLV	Mehrlochventil

N ₂	Stickstoff
NSGA-II	Non-dominated Sorting Genetic Algorithm
NSG	Navier-Stokes-Gleichungen
OPAL++	OPTimization Algorithm Library++
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RBF	Radiale-Basis-Funktion
SBES	Stress-Blended Eddy Simulation
SGS	Sub-Grid Scale
SL	Spritzloch
SMD	Sauter Mean Diameter
SST	Shear-Stress-Transport
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
VoF	Volume-of-Fluid
WALE	Wall-Adapting Local Eddy-viscosity

Indizes

Index	Bedeutung
·	Strom (pro Sekunde)
^	(Approximierter) Wert
-	Mittelung
'	Fluktuation
'	Kleinskaliger Anteil
\hat{x}	Optimale bzw. dominierende Geometrie
0	Charakteristisch
α	Phasenanteil
A	Austritt
B	Blase
d	Dimension
Δ	Differenz
E	Eintritt
eff	Effektiv
ers	Ersatz
es	Einzelstrahl
eval	Evaluierung
f	Flüssig
gen	Generation
G	Gas
g	Gravitation
ideal	Idealisiert
K	(Gitter-) Knoten
Kr	Kriging

KS	Kraftstoff-Spray
m	Massenstrom
NH	Nadelhub
norm	Normalisiert
o	Oben
part	Partition
pop	Population
P	Phase
p	Druck
CR	Polynomiale-Regression
RBF	Radiale-Basis-Funktion
ref	Referenz
rel	Relativ
Re	Reynolds
SGS	Sub-Grid Scale
SL	Spritzloch
S	Schwerpunkt
S	Shielding
S	Sättigungsdampfdruck
s	Stellvertretend
ST	Abstufung
ST	Stabil
et	Turbulent
TP	Tropfen-Pakete
T	Targeting
T	Transponiert
T	Tropfen
u	Unten
vert	vertikal
VS	Vorstufe
v	Verfügbar
WS	Wandstärke
w	Widerstand

Kapitel 1

Einleitung

Seit über 100 Jahren steigt der weltweite Bedarf an individueller Mobilität weltweit entsprechend der wirtschaftlichen Entwicklung an [1]. Der Verbrennungsmotor stellt hierbei die dominierende Antriebstechnologie dar. Sowohl zur Einhaltung von Klimaschutzziele als auch zur Erfüllung gesetzlicher Vorgaben sind technische Maßnahmen zur Reduktion bzw. Vermeidung schädlicher Emissionen erforderlich. Eine steigende Diversifizierung des Antriebsstrangs wird erwartet, wobei der Verbrennungsmotor bei einer Vielzahl an Varianten eine Hauptrolle einnehmen und in den nächsten Jahren maßgeblich zur Reduktion des Schadstoffausstoßes beitragen wird. Hierbei lassen sich derzeit drei Entwicklungspfade erkennen:

1. Reduktion des Schadstoffausstoßes, wie z.B. Kohlenstoffmonoxid, Stickoxide, unverbrannte Kohlenwasserstoffe, Rußpartikel, etc.
2. Reduktion des Treibhausgases Kohlenstoffdioxid (CO₂).
3. Einhaltung der festgelegten Grenzwerte auch unter realen Fahrbedingungen.

Ottomotoren mit Benzin–Direkt–Einspritzung (BDE) mit kleiner werdenden Hubräumen in Verbindung mit Abgasturboladern zeigen eine hohe Dynamik und Wirkungsgradvorteile und werden als zielführende Technologie zur Einhaltung zukünftiger, international geltender Abgasgesetzgebungen gesehen. Ein Anstieg des Marktanteils von Motoren mit BDE wird erwartet [2]. Insbesondere die Limitierung der Anzahl an Rußpartikeln unter realen Fahrbedingungen, d.h. im gesamten Motorkennfeld bei unterschiedlichen Randbedingungen, wird als große Herausforderung gesehen. Bei der Entwicklung neuer Motorgenerationen ist deshalb von einem steigenden Aufwand auszugehen.

Ein Blick auf die Vorgaben der Europäische Union zeigt diese Entwicklung anhand der 2014 eingeführten EU6-Gesetzgebung und zukünftiger Grenzwerte an CO₂-Emissionen exemplarisch auf. Zur Begrenzung der globalen Erderwärmung verordnete das Europäische Parlament und der Europäische Rat den Flottenverbrauch der Automobilhersteller auf 95 Gramm CO₂ pro Kilometer im Jahr 2021 zu reduzieren [3]. Der CO₂-Ausstoß soll bis ins Jahr 2025 nochmals um 15% und bis ins Jahr 2030 um 37,5% reduziert werden. Mit der Einführung der Emissionsgrenzwerte nach der Euro 6c Norm erfolgt seit September 2017 die Typengenehmigung nach

dem sogenannten WLTP-Zyklus („Worldwide harmonized Light Vehicles Test Procedure“) anstatt des bisherigen NEDC-Zyklus („New European Driving Cycle“), der einen realistischen Fahrbetrieb nachbildet [4]. Zur Erfüllung der Euro 6d Norm müssen die Grenzwerte für Stickoxide und Rußpartikel ebenfalls im realen Straßenbetrieb („RDE - Real Driving Emission“) eingehalten werden.

1.1 Benzin-Direkt-Einspritzung

Bei der BDE sitzt der Injektor im Zylinderkopf, sodass der flüssige Kraftstoff direkt in den Brennraum eingespritzt wird. Somit lassen sich unterschiedliche Brennverfahren realisieren, die sich prinzipiell im Zeitpunkt der Einspritzung und der Art der Lastregelung unterscheiden. Die Aufbereitungszeit, d.h. die verfügbare Dauer zwischen Einspritzbeginn und Zeitpunkt, an dem ein zündfähiges Luft-Kraftstoff-Gemisch vorliegen muss, ist hierbei begrenzt. Zur Bereitstellung der geforderten Kraftstoffmenge sind somit hohe Einspritzdrücke notwendig. Diese führen zu hohen Geschwindigkeitsgradienten zwischen flüssigem Kraftstoff und umgebender Gasphase, sodass der Kraftstoff von aerodynamischen Kräften zerstäubt wird. Bei der Verdunstung des Kraftstoffes wird der umgebenden Gasphase Energie in Form von Wärme entzogen. Die daraus resultierende niedrigere Temperatur im Brennraum erlaubt eine Anhebung des Verdichtungsverhältnis und somit eine Steigerung des thermischen Wirkungsgrades [5].

Bei der Gemischbildung der BDE handelt es sich um ein komplexes Zusammenspiel unterschiedlicher Einflussfaktoren. Diese können in die vier Kategorien Kraftstoffeigenschaften, Tropfenzerstäubung, Strömungsbedingungen und operative Parameter eingeteilt werden, siehe Abbildung 1.1. Der Einfluss der Tropfenzerstäubung auf die Gemischbildung in Abhängigkeit der Düsengeometrie stellt den Schwerpunkt dieser Arbeit dar.

Das bei der BDE eingesetzte Hochdruck Einspritzventil (HDEV) ist nach [5], [7] in drei Ausführungen kategorisiert, vgl. Abbildung 1.2 (a)-(c):

- (a) Bei der Drall-Düse handelt es sich um eine nach innen öffnende Düse. Bei dieser Ausführung wird die axiale Innenströmung tangential umgelenkt, sodass der drallbehaftete Kraftstoff hohlkegelförmig aus dem Injektor austritt.
- (b) Die nach außen öffnende Düse (A-Düse) gibt einen ringförmigen Spalt frei. Der Kraftstoff gelangt ebenfalls hohlkegelförmig in den Brennraum.
- (c) Das nach innen öffnenden Mehrlochventil (MLV) besitzt mehrere Bohrungen im Ventilsitz. Pro Bohrung ergibt sich ein Kraftstoffstrahl, sodass das Kraftstoffspray individuell an die jeweilige Brennraumgeometrie angepasst werden kann [8].

In Abbildung 1.3 (a) sind die Kraftstoffstrahlen einer Direkteinspritzung per MLV schematisch im Ansaugtakt des Motors dargestellt. Der Kraftstoffdruck wird von einer Hochdruckpumpe erzeugt, die von dem Motorsteuergerät geregelt und von der Nockenwelle angetrieben wird. Die Kraftstoffversorgung der einzelnen Injektoren

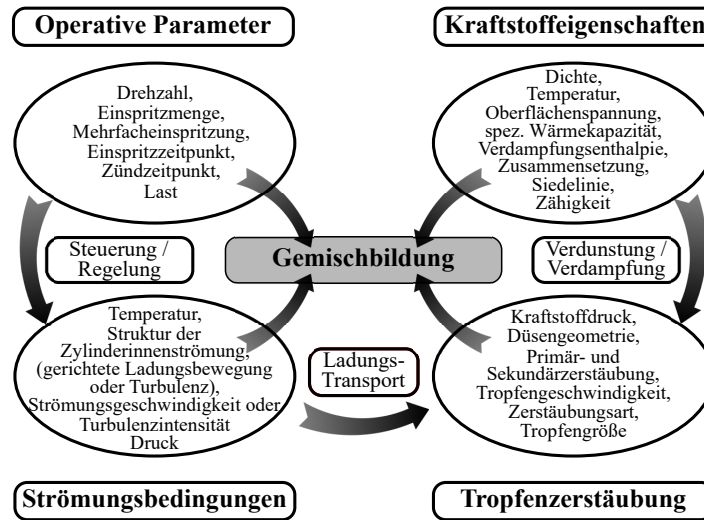


Abb. 1.1 Einflussparameter des Gemischbildungsprozesses nach [5], [6].

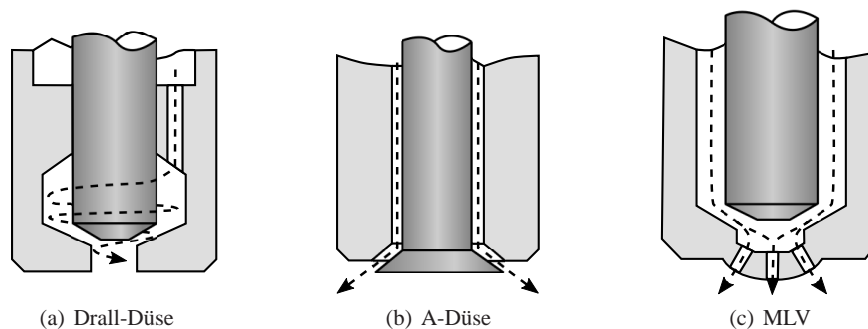
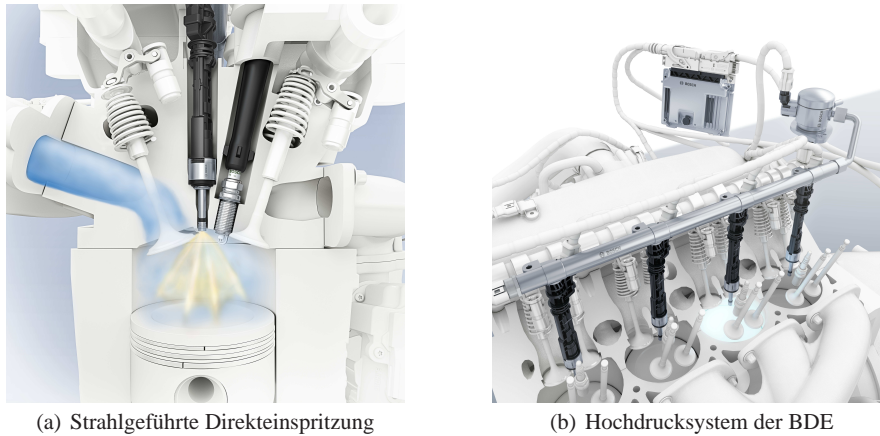


Abb. 1.2 Typische Bauformen von HDEV nach [5] und [7].

erfolgt dabei über eine gemeinsame Kraftstoffverteilerleiste, die flexible Einspritzzeitpunkte und -dauern ermöglicht und gleichzeitig als Druckspeicher dient, siehe Abbildung 1.3 (b).

Abbildung 1.4 zeigt das Schnittbild eines MLV, wie er bei der BDE typischerweise zum Einsatz kommt. Zum Öffnen des Ventilsitzes wird durch Bestromung der Injektorspule ein Magnetfeld erzeugt, deren resultierende Kraft die Düsenadel axial bewegt. Anschließend gelangt der vom hohen Druck beschleunigte Kraftstoff in den Brennraum. Während des ballistischen Öffnungsvorgangs strömt nur ein geringer Teil der gesamt zuzuführenden Kraftstoffmenge in den Brennraum, während bei vollständig geöffnetem Injektor der Großteil der Masse eingespritzt wird.



(a) Strahlgeführte Direkteinspritzung

(b) Hochdrucksystem der BDE

Abb. 1.3 Darstellung einer strahlgeführten Direkteinspritzung per MLV im Ansaugtakt und der Hochdruckkomponenten bei der BDE [9].

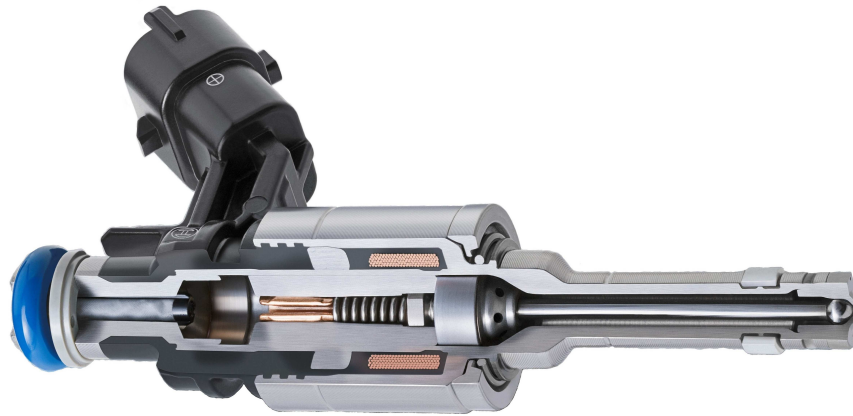


Abb. 1.4 Schnittdarstellung eines MLV (Bosch HDEV 5.2) [10].

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit leitet sich aus den Anforderungen an zukünftige Brennverfahren für die Benzin-Direkt-Einspritzung ab. Die Gestaltung des Ventilsitzes wurde in einer Vielzahl an Studien als besonders wichtige Komponente für die Entwicklung aktueller Brennverfahren und zur Einhaltung zukünftiger gesetzlicher Rahmenbedingungen herausgestellt [5], [11]–[14]. Die Hauptaufgabe des Ventilsitzes ist die Bereitstellung eines optimalen Luft-Kraftstoff-Gemisches unter Berücksichtigung der motorspezifischen Anforderungen. Bis zum Zündzeitpunkt muss der Kraftstoff vollständig verdunstet und homogen im gesamten Brennraum

verteilt sein [15]. Die Ventilsitzgestaltung inklusive der Bohrungen bestimmt maßgeblich die Einspritzung und somit die Strahlbreite, die Kraftstoffzerstäubung, die Penetration, etc. Diese Spraycharakteristika beeinflussen wiederum die Gemischbildung, deren Güte die Effizienz und Emissionen des Ottomotors bestimmt.

Ein optimales Brennverfahren benötigt ein optimales Kraftstoffspray und somit für jeden Motor eine spezifisch optimierte Ventilsitzgestaltung. In der vorliegenden Arbeit soll ein geeignetes Optimierungsproblem mathematisch definiert und die durchströmte Ventilsitzgeometrie eines Mehrlochventils unter Berücksichtigung aller relevanten, geometrischen Freiheitsgrade optimiert werden. Hierzu soll ein automatisierter Simulationsablauf entwickelt, validiert und auf dessen Eignung zur Optimierung des Ventilsitzes analysiert werden. Dieser Simulationsablauf muss sowohl die numerischen Anforderungen als auch die Anforderungen an eine systematische Optimierung erfüllen. In dieser Arbeit sollen detaillierte Kenntnisse über die Wirkzusammenhänge zwischen Ventilsitz, Innenströmung und dem Kraftstoffspray gewonnen werden. Mit Hilfe dieser Kenntnisse kann zugunsten optimaler Ventilsitzgeometrien entschieden werden.

In *Kapitel 2* werden zuerst die Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik (engl.: Computational Fluid Dynamics (CFD)), der Behandlung von zweiphasigen Strömungen, der statistischen Versuchsplanung und der genetischen Optimierung beschrieben. Explizit wird hierbei auf die Anforderungen bei der Optimierung mittels CFD eingegangen.

Kapitel 3 zeigt den Stand aktueller Untersuchungen bei der Ventilsitzentwicklung hinsichtlich dessen Funktionalität auf. Auf Basis der hieraus abgeleiteten Anforderungen wird ein Optimierungsproblem ausgearbeitet und mathematisch inklusive Zielgrößen, Einschränkungen und Suchraum definiert.

Die Aussagekraft der Simulationsergebnisse wird in *Kapitel 4* durch Vergleiche mit Sprayaufnahmen diskutiert, wobei der Fokus auf der korrekten Wiedergabe der in der Optimierung eingesetzten Größen liegt. Aufgrund der sehr guten optischen Zugänglichkeit werden hierfür zwei speziell für diesen Zweck gefertigte Zweiloch-Injektoren untersucht.

Kapitel 5 beschreibt den Aufbau und die Entwicklung des gekoppelten Simulationsablaufs und dessen Einbindung in die Optimierungssoftware Optimization Algorithm Library++ (OPAL++), entwickelt an der "Otto von Guericke" Universität von Magdeburg. Die Anforderungen nach Effizienz, Aussagekraft, Robustheit, Determinismus, Automatisierung und Parallelisierung stellen den Schwerpunkt dieses Kapitels dar.

In *Kapitel 6* wird zur systematischen Erforschung des unbekanntes Raumes eine statistische Versuchsplanung durchgeführt, deren Datenpunkte als Stützstellen für mathematische Ersatzmodelle dienen. Aufgrund der flexiblen Nutzung dieser Approximationsmodelle lassen sich Wirkzusammenhängen zwischen Geometrie- und Zielgrößen aufzeigen. In *Kapitel 7* wird auf Basis der Ersatzmodelle eine geeignete initiale Population für die genetische Optimierung abgeleitet. Anschließend wird sowohl eine Metamodell-Optimierung als auch eine CFD-Optimierung durchgeführt, die Evolutionsprozesse anhand der Populationen und Pareto-Fronten analysiert und die Ergebnisse dieser beiden Ansätze verglichen. Der Zusammenhang

zwischen Geometrie und Strömungsgrößen wird für die optimierten Geometrieconfigurationen aufgezeigt und Empfehlungen für zukünftige Ventilsitzgeometrien ausgesprochen.

Abschließend zeigen in *Kapitel 8* die Realisierungen von drei optimierten Geometrien im Vergleich zu einer nicht-optimierten Geometrie das Potential der in dieser Arbeit vorgestellten Methodik in einer Spraykammer auf.

In *Kapitel 9* werden die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammengefasst. Darüber hinaus werden Ausblicke auf weitere mögliche Anwendungen und Forschungsvorhaben gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die, für das Verständnis der Arbeit relevanten Grundlagen und Zusammenhänge beschrieben. Dabei wird ingenieurwissenschaftliches Grundlagenwissen vorausgesetzt. Referenzquellen in den Unterkapiteln beschreiben die aufgeführten Sachverhalte detailliert und eignen sich somit sowohl als Nachschlagewerk als auch zur Erarbeitung neuer Themengebiete.

Zuerst wird die numerische Strömungsmechanik eingeführt, deren Prinzipien in Kapitel 2.2 auf die Modellierung und Behandlung von Zweiphasenströmungen übertragen werden. Methoden statistischer Versuchsplanung und Erstellung mathematischer Ersatzmodelle liefert Kapitel 6. Zuletzt werden die Grundlagen der Optimierung, und im Speziellen der Optimierung mit CFD und Genetischen Algorithmen (GA) aufgezeigt.

2.1 Numerische Strömungsmechanik

In den letzten Jahrzehnten hat sich die Anwendung der numerischen Strömungsmechanik bzw. CFD für ingenieurtechnische Fragestellungen von Strömungsphänomenen etabliert. Allgemein lässt sich die numerische Berechnung in zwei Hauptbestandteile aufteilen [16]:

1. Durch Verwendung von strömungsmechanischen und physikalischen Gesetzmäßigkeiten wird die reale Strömung in ein mathematisches Modell überführt. Die Grundgleichungen dieses Modells werden in Kapitel 2.1.1 beschrieben. Für technische Fragestellungen ergibt sich ein komplexes System an Gleichungen, welches zur Berechnung mit Hilfe physikalischer Modellierungen vereinfacht wird. Zur Lösung dieses Gleichungssystem müssen der Strömung zudem Start- und Randbedingungen aufgeprägt werden.
2. Die Komplexität der Gleichungen erlaubt oftmals nur eine näherungsweise Lösung mittels numerischer Integration. Hierbei wird bei der numerischen Strömungsmechanik die kontinuierliche Beschreibung der Grundgleichungen in eine diskrete überführt.

Nachfolgend wird auf eine ausführliche Herleitung verzichtet, welche z.B. in [16]–[20] gegeben ist.

2.1.1 Grundgleichungen

Die Grundgleichungen der numerischen Strömungsmechanik werden durch die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie gebildet. Die Erhaltungssätze werden nachfolgend an einem infinitesimal kleinen Kontroll-Volumen (KV) für ein inkompressibles Fluid betrachtet. Bei der angewendeten kontinuumsmechanischen Betrachtungsweise füllt das Fluid das KV kontinuierlich bzw. vollständig aus, so dass dessen Eigenschaften durch makroskopische Zustandsgrößen beschrieben werden können. Innerhalb des KV befinden sich Masse, Impuls und Energie im Gleichgewicht mit den über die Kontrollflächen ein- und austretenden Strömen, Kräften und Energien.

Die *Erhaltung der Masse* wird durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben und besagt, dass die Summe aller einströmenden Massenströme gleich der Summe aller ausströmenden Massenströme ist. Am infinitesimal kleinen, inkompressiblen Fluid-element lautet die Kontinuitätsgleichung unter Verwendung der Einsteinschen Summationskonvention in differentieller Form:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

Hierbei stellt u_i den Geschwindigkeitsvektor bezogen auf die kartesischen Koordinaten x_i dar.

Aus den Newtonschen Axiomen leiten sich die *Gleichungen der Impulserhaltung* für ein Fluid ab. Die zeitliche Änderung des Impulses im KV ist gleich der Summe aller von außen wirkenden Kräfte zuzüglich der eintretenden und abzüglich der austretenden Impulsströme. Dieses System partieller Differential-Gleichungen (DGL) 2. Ordnung wird in der Strömungsmechanik als Navier–Stokes–Gleichung (NSG) bezeichnet. Vereinfacht lautet dies

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i, \quad i, j = 1, \dots, 3 \quad , \quad (2.2)$$

wobei g_i den Anteil der Erdbeschleunigung g in Richtung der Koordinate x_i ausdrückt. Die viskosen Kräfte sind durch den Spannungstensor τ_{ij} abgebildet

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}, \quad i, j = 1, \dots, 3 \quad , \quad (2.3)$$

der sich aus dem Newtonschen Reibungsgesetz ableiten lässt und somit für newtonsche Fluide Gültigkeit besitzt.

Aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik leitet sich die *Erhaltungsgleichung der inneren Energie* e ab. Unter Vernachlässigung der Strahlung und weiterer Quellterme besagt diese, dass die Summe der zeitlichen Änderung der inneren Energie (1) im KV und aller ein- und austretenden Energieströme (2) gleich der Summe der Fourier'schen Wärmeleitung (3) über die Kontrollflächen und der, durch Reibung verursachten, Energiedissipation (4) ist.

$$\underbrace{\rho \frac{\partial(e)}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{\rho \frac{\partial(u_i e)}{\partial x_i}}_{(2)} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)}_{(3)} + \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial(u_i)}{\partial(x_j)}}_{(4)}, \quad i, j = 1, \dots, 3 \quad (2.4)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung, den drei Impulsgleichungen und der Energiegleichung ergibt sich zusammengefasst ein System fünf partieller DGL, siehe Gleichungen 2.1–2.4. Dieses Gleichungssystem ist geschlossen und aufgrund der allgemeingültigen Formulierung für eine Vielzahl technischer Fragestellungen anwendbar. Die Lösung der NSG ohne weitere Vereinfachungen wird als Direkte Numerische Simulation (DNS) bezeichnet.

Turbulente Strömungen sind durch ein instationäres, dreidimensionales und ungeordnetes Verhalten charakterisiert. Turbulenz entsteht, wenn die durch Trägheitskräfte verursachten Instabilitäten die stabilisierenden Reibungskräfte dominieren. Dieses Verhältnis wird durch die dimensionslose Reynolds-Zahl Re beschrieben

$$Re = \frac{u_0 L_0}{\nu} = \frac{\rho u_0 L_0}{\mu}, \quad (2.5)$$

die mit einer charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenskala u_0 bzw. L_0 und der kinematischen Viskosität ν gebildet wird. Hohe Reynolds-Zahlen charakterisieren turbulente Strömungen, wie sie meist bei technischen Anwendungen auftreten. Hierbei fluktuieren die Strömungsvariablen mit sehr unterschiedlichen Zeit- und Längenskalen. Für die Auflösung der kleinskaligen Strukturen ohne weitere Modellierung wird für die Berechnung eine sehr feine zeitliche und räumliche Diskretisierung benötigt. Eine DNS ist deshalb in den nächsten Jahren für ingenieurtechnische Fragestellungen komplexer Strömungen in der Industrie nur in seltenen Einzelfällen möglich. Bei der überwiegenden Anzahl der fluidtechnischen Fragestellungen muss die Turbulenz modelliert werden, um den Rechenaufwand in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

2.1.2 Statistische Ansätze zur Turbulenzmodellierung

In technischen Strömungen ist oftmals der zeitliche Mittelwert der Strömung von primärem Interesse. Dies erlaubt die statistische Modellierung der Turbulenz auf Basis gemittelter Strömungsgrößen.

Grundlage der Reynolds–Averaged Navier–Stokes (RANS)-Gleichungen ist die zeitliche Mittelung bzw. Reynolds-Mittelung der Strömungsgrößen an einem festen Bezugspunkt. Der Wert der Strömungsgröße φ zum Zeitpunkt t setzt sich aus ihrem Mittelwert $\bar{\varphi}$ und ihrer zeitabhängigen Fluktuation φ' zusammen.

$$\varphi(x_i, t) = \bar{\varphi}(x_i) + \varphi'(x_i, t) \quad (2.6)$$

Die Bestimmung des Mittelwertes erfolgt durch die Integration der Strömungsgröße über das Zeitintervall Δt . Dieses Intervall sollte mindestens so groß gewählt werden, dass bei einer statistisch stationären Strömung der Mittelwert $\bar{\varphi}$ unabhängig des gewählten Startzeitpunktes t ist.

$$\bar{\varphi}(x_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varphi(x_i, t) dt \quad (2.7)$$

Ist die Strömung transient, d.h. statistisch instationär, wird die zeitliche Mittelung durch eine Ensemblemittelung mit Anzahl der Glieder N ersetzt. Berechnungen mit Einsatz dieser Mittelung werden nachfolgend als Unsteady Reynolds–Averaged Navier–Stokes (URANS) bezeichnet.

$$\bar{\varphi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \varphi_n(x_i, t) \quad (2.8)$$

Aus den Gleichungen 2.6 und 2.7 bzw. 2.8 folgt, dass der Mittelwert der Schwankung null ($\overline{\varphi'} = 0$) ergeben muss. Wird Gleichung 2.6 und die Mittelungen in die nichtlinearen Terme der Navier–Stokes–Gleichung eingesetzt, entstehen zusätzliche Terme, da das Produkt zweier Schwankungsgrößen im Allgemeinen nicht null ergibt.

$$\overline{u'_i u'_j} \neq 0, \quad (2.9)$$

Diese nichtlinearen Terme der Impulsgleichungen werden im Tensor der Reynolds-Spannungen τ_{ij}^{Re} zusammengefasst. Das System der Reynolds-Gleichungen ist nicht mehr geschlossen, d.h. die Anzahl an Unbekannten ist größer als die Anzahl an Gleichungen. Zur Schließung des Gleichungssystems werden die Reynolds-Spannungen mit Hilfe eines Turbulenzmodells approximiert.

In dieser Arbeit wird die Turbulenz auf Basis des Wirbelviskositätsprinzips nach Boussinesq [21] unter der Annahme isotroper Turbulenz modelliert. Dieses Konzept beruht auf dem Gedanken, dass der durch die Turbulenz erhöhte Impulsaustausch und die Dissipation eine ähnliche Wirkung auf die Hauptströmung wie die molekulare Viskosität besitzen. Der Modellparameter Wirbelviskosität μ_t gibt diesen erhöhten Impulsaustausch aufgrund turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen wieder, vgl. [17].

$$\tau_{ij}^{\text{Re}} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \underbrace{\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{Wirbelviskositätsprinzip}} - \frac{2}{3} \rho \delta_{ijk} \quad (2.10)$$

Die turbulenten kinetischen Energie k in Gleichung 2.10 ist durch die Geschwindigkeitsfluktuationen definiert:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (2.11)$$

Aufgrund der Annahme isotroper Turbulenz erlaubt der Wirbelviskositätsansatz die Modellierung der sechs unabhängigen Terme der Reynolds-Spannungen mittels einer skalaren turbulenten Viskosität μ_t in Abhängigkeit gemittelter Strömungsgrößen. Die effektive dynamische Viskosität μ_{eff} ergibt sich aus der Summe der fluidabhängigen dynamischen Viskosität μ und der modellierten turbulenten Wirbelviskosität μ_t und kann direkt in die RANS-Gleichungen eingesetzt werden.

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.12)$$

Diese einfache numerische Handhabung ist einer der Gründe für die häufigen Gebrauch der Wirbelviskositäts-Turbulenzmodelle. Zur Berechnung der Reynolds-Spannungen muss die Wirbelviskosität μ_t bestimmt werden. Diese lässt sich durch das Produkt eines turbulenten Geschwindigkeitsmaßes q und eines turbulenten Längenmaßes L ausdrücken.

$$\mu_t = c_\mu \rho q L \quad (2.13)$$

Zur Bestimmung dieser beiden Größen werden bei Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodellen zwei unabhängige Transportgleichungen eingesetzt.

Der von Launder und Spalding [22] entwickelte Ansatz modelliert die turbulente Viskosität μ_t als Funktion der zwei unabhängigen Größen turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ε lokal im Strömungsfeld – das k - ε -Turbulenzmodell.

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.14)$$

Mit der Transportgleichung der turbulenten kinetische Energie k

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \overline{p' u'_j} \right) - \\ &\quad \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial \bar{u}_i \partial u'_i}{\partial x_k \partial x_k} \end{aligned} \quad (2.15)$$

und der Transportgleichung für die Dissipationsrate ε

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (2.16)$$

lässt sich die turbulente Viskosität μ_t berechnen. Die hierfür standardmäßig verwendeten, empirisch bestimmten, Modellkonstanten können z.B. [16], [17], [23] entnommen werden.

In der laminaren Grenzschicht in Nähe einer Wand ist die Annahme von isotroper Turbulenz und der Modellierung der Wirbelviskosität als eine skalare Größe nicht mehr gültig. Zur Approximation der Grenzschicht wird beim k - ε -Turbulenzmodell

ein logarithmisches Wandgesetz verwendet. Dieses eignet sich jedoch nicht zur Vorhersage von Ablösungen und Staupunktströmungen [16]. Wird die viskose Unterschicht von der räumlichen Diskretisierung aufgelöst, müssen Korrekturterme in die Transportgleichung für k implementiert werden. Diese Low-Re k - ε -Turbulenzmodelle eignen sich zur Erfassung der wandnahen Bereiche mit niedriger Reynolds-Zahl.

Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodelle, die neben der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k auch eine Transportgleichung für das inverse Zeitmaß $\omega = \varepsilon/k$ lösen, werden als k - ω -Turbulenzmodelle bezeichnet [24]. Diese Modelle können ohne zusätzliche Dämpfungsfunktion bis in die viskose Wandschicht integriert werden. Hierdurch lassen sich Grenzschichtströmungen besser als mit dem k - ε -Turbulenzmodell beschreiben.

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.17)$$

Die Formulierung der Transportgleichungen für k und ω kann der Literatur entnommen werden, vgl. z.B. [17], [23].

Menter [25] kombiniert die Vorteile des k - ε mit den Vorteilen des k - ω Turbulenzmodells durch Kombination und Überblendung beider Ansätze im k - ω -SST-Turbulenzmodell (engl. Shear-Stress-Transport (SST)). In Wandnähe wird die Wirbelviskosität durch Lösen der k - und ω -Transportgleichungen und fernab der Wand durch Lösen der k - und ε -Transportgleichungen bestimmt. Der Zusammenhang zwischen ε und ω

$$\varepsilon = \beta_{\text{SST}} \omega k \quad (2.18)$$

ergibt sich durch Einfügen der Schließkonstante β_{SST} . Die Auswirkungen des Transports der Reynolds-Spannungen wird beim k - ω -SST-Modell durch eine Berechnungsvorschrift der turbulenten Viskosität hinzugefügt. Diese verhindert, dass die turbulente Viskosität schneller als die turbulente kinetische Energie anwächst.

$$\mu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2.19)$$

Somit kann eingehalten werden, dass die turbulenten Schubspannungen τ_{ij}^{Re} proportional zur turbulenten kinetischen Energie k anwächst [26]. Dies wirkt sich positiv auf die Vorhersage des Ortes und der Stärke eines Ablösegebietes aus.

2.1.3 Grobstruktur-Simulation

Bei einer turbulenten Strömung handelt es sich um ein Mehrskaligenproblem, wobei die Eigenschaften der großskaligen und kleinskaligen Bewegung unterschiedlich sind [19]. Große, energiereiche turbulente Wirbel werden von der Instabilität der Hauptströmung erzeugt, d.h. diese Strukturen sind problemspezifisch und damit schwierig zu modellieren. Diese großskaligen turbulenten Wirbel zerfallen

in kleinere Skalen, sodass die Energie in kleinskalige Bewegungen transferiert wird. Letztere sind dissipativ, isotrop, stochastisch und können im Gegensatz zur Grobstruktur-Turbulenz leichter modelliert werden.

Die Idee der Grobstruktur-Simulation bzw. Large-Eddy Simulation (LES) beruht darauf, die energiereichen großskaligen Strukturen der Turbulenz aufzulösen, während die kleinen Strukturen modelliert werden. Die auf kleine Skalen begrenzte Modellierung der Turbulenz (Feinstruktur-Turbulenzmodell) besitzt unter Verwendung weniger empirischer Annahmen eine universelle Gültigkeit [16], [17], [19].

Anstelle der zeitlichen Mittelung wird der Wert einer Strömungsgröße φ bei der LES durch eine räumliche Filterung mit der Filterfunktion G und der Filterweite σ ersetzt.

$$\bar{\varphi}(x,t) = \frac{1}{\Delta x} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} \varphi(x-x',t) * G(x',\sigma) dx' \quad (2.20)$$

Die Strömungsgröße φ lässt sich in einen gefilterten großskaligen Anteil $\bar{\varphi}$ und einen kleinskaligen Anteil φ' aufteilen [27].

$$\varphi(x_i,t) = \bar{\varphi}(x_i,t) + \varphi'(x_i,t) \quad (2.21)$$

Im Unterschied zur Reynolds-Mittelung ergibt die Filterung des kleinskaligen Anteils der Strömungsgröße φ' nicht null und der großskalige Wert $\bar{\varphi}$ ist weiter abhängig von Ort und Zeit. Die zusätzlichen Terme der gefilterten Impulsgleichungen der NSG werden als Feinstruktur-Spannungen τ_{ij}^{SGS} (englisch sub-grid scale (SGS)) bezeichnet.

$$\tau_{ij}^{SGS} = -\rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (2.22)$$

Somit werden alle Skalen bis zur Filterweite σ bei der LES simuliert, sodass die Turbulenzmodelle ausschließlich die Auswirkungen kleiner Skalen auf die Hauptströmung erfassen müssen. Folglich sinkt der Modellierungsbedarf im Gegensatz zur RANS-Methode deutlich.

Kleinskalen-Turbulenzmodelle

Die Feinstruktur-Spannungen τ_{ij}^{SGS} werden nicht auf dem Rechengitter aufgelöst, sodass die Turbulenzmodelle der LES als Kleinskalen-Turbulenzmodelle bezeichnet werden. Eine Übersicht der Kleinskalen-Turbulenzmodelle liefert beispielsweise [19]. In dieser Arbeit wird nur auf Modelle zur Schließung der gefilterten NSG eingegangen, die auf dem Prinzip der Wirbelviskosität beruhen.

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = \mu_t^{SGS} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.23)$$

Das *Smagorinsky-Turbulenzmodell* setzt die turbulente Viskosität ν_t^{SGS} in Proportion zur Filterweite σ , sodass bei Verwendung der Gittergröße h als Filterweite σ Gleichung 2.24 hergeleitet werden kann [28].

$$v_t^{SGS} = (c_{SGS}h)^2 \sqrt{S_{ij} S_{ji}} \quad (2.24)$$

Der Modellparameter c_{SGS} wird oftmals als konstanter Wert zwischen 0.0625 und 0.25 angenommen, kann aber auch als Funktion von Strömungsgrößen beschrieben werden, z.B. der Reynolds-Zahl [29]. Nach Gleichung 2.24 ist turbulente Viskosität vorhanden sobald ein Geschwindigkeitsgradient vorliegt. Um in der Nähe von Wänden die turbulente Viskosität zu reduzieren, muss eine Dämpfungsfunktionen eingeführt werden.

Das zum Smagorinsky-Modell modifizierte *Wall-Adapting Local Eddy-viscosity (WALE) Modell* [30] beschreibt die turbulente Viskosität rein auf Basis von lokalen Strömungszuständen und erzeugt in der Nähe von Wänden nahezu keine turbulente kinetische Energie. Somit kann das asymptotische Wandverhalten der turbulenten Viskosität ohne zusätzliche Dämpfungsfunktionen korrekt wiedergegeben und Ablösegebiete genauer vorhergesagt werden [29].

2.1.4 Hybride Ansätze zur Turbulenzmodellierung

Ziel der LES ist es, den Großteil des Turbulenzspektrums über das *gesamte* Strömungsgebiet aufzulösen. Die Aufgabe der Kleinskalen-Turbulenzmodelle besteht hauptsächlich in der Dissipation nicht aufgelöster Wirbel. Bei komplexen Strömungen mit hohen Reynolds-Zahlen liegen dünne, turbulente Wandgrenzschichten vor, in denen auch die größten Strukturen kleine Abmessungen haben. Diese sehr kleinen Skalen einer Grenzschicht mit LES aufzulösen ist sehr aufwendig und somit auf selektive Anwendungen beschränkt.

Die Motivation zur Verwendung hybrider Ansätze liegt darin, ausschließlich Skalen der, von den Wänden unbeeinflussten, Hauptströmung aufzulösen. In den letzten 20 Jahren ist eine Vielzahl hybrider Modelle mit unterschiedlichen Schwerpunkten veröffentlicht und angewendet worden. Eine Übersicht gibt beispielsweise [31], [32]. Nachfolgend wird nur auf die in ANSYS CFX implementierte Methode SBES eingegangen, die auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommt, vgl. [29], [33].

Stress-Blended Eddy Simulation (SBES)

Bei der SBES erlaubt die „Shielding“-Funktion f_S ¹ einen expliziten Übergang der Turbulenzmodellierung von RANS auf LES. Der zu modellierende Spannungstensor τ_{ij}^{SBES} ergibt sich

$$\tau_{ij}^{SBES} = f_S \tau_{ij}^{Re} + (1 - f_S) \tau_{ij}^{SGS} \quad (2.25)$$

¹ Die wandnahen Gitterzellen werden von den LES-Berechnungsvorschriften abgeschirmt, sodass bei feinaufgelöster Wandschicht keine unphysikalische Ablösung durch die Kleinskalen-Turbulenzmodelle vorhergesagt wird.

aus der Summe des Reynolds-Spannungstensors τ_{ij}^{Re} (vgl. Gleichung 2.10) und des gefilterten Spannungstensors τ_{ij}^{SGS} (vgl. Gleichung 2.22) gewichtet mit der Shielding Funktion f_S . Diese nimmt in Nähe der Wand den Wert eins und in der freien Strömung den Wert null an. Da in dieser Arbeit ausschließlich Wirbelviskositätsmodelle betrachtet werden, vereinfacht sich die Bestimmung der Spannungstensoren für beide Turbulenzmodellierungen auf die Modellierung der turbulenten Viskosität. Hierbei gilt analog zu Gleichung 2.25:

$$v_t^{\text{SBES}} = f_S v_t^{\text{Re}} + (1 - f_S) v_t^{\text{SGS}} \quad (2.26)$$

Vorteile dieser Modellierung liegen zum einen im schnellen Übergang zwischen RANS und LES und zum anderen in der Möglichkeit, die Shielding Funktion f_S zu visualisieren [33]. So lässt sich während und nach der Simulation überprüfen, ob lokal im Strömungsgebiet jeweils die gewünschte Turbulenzmodellierung vorliegt. Darüber hinaus kann das $k - \omega - SST$ -Turbulenzmodell zur Berechnung der Wandgrenzschicht eingesetzt werden, das in der Lage ist sowohl den Ort als auch die Stärke der Ablösung in Grenzschichten vorherzusagen.

2.1.5 Numerische Integration

Die oben beschriebenen partiellen Differential-Gleichungen lassen sich für komplexe Strömungsprobleme nicht analytisch lösen, sodass eine Näherungslösung gesucht wird. Bei der numerischen Integration wird die kontinuierliche Betrachtungsweise in eine in Raum und Zeit diskrete Betrachtungsweise überführt. Die Differenz zwischen der exakten Lösung der Navier–Stokes–Gleichung und der Lösung des, durch die Diskretisierung entstandenen, algebraischen Gleichungssystems wird als Diskretisierungsfehler bezeichnet. Dieser sollte bei der Berechnung möglichst gering ausfallen und kann mit einer systematischen Untersuchungen der räumlichen und zeitlichen Auflösung abgeschätzt werden [17].

Gängige Methoden der räumlichen Diskretisierung sind die Finite–Differenzen–Methode (FDM), Finite–Elemente–Methode (FEM) und die Finite–Volumen–Methode (FVM), wobei für eine sehr feine Auflösung alle Methoden zum gleichen Ergebnis führen. Die Wahl der Methode ist abhängig vom Problem und dessen Beschreibung, des verwendeten Löser und oftmals auch des Anwenders.

Die integrale Approximation macht die FVM zu einer flexibel anwendbaren und robusten Methode, weswegen sie häufig für CFD-Berechnungen und auch in dieser Arbeit eingesetzt wird [16], [17]. Hierzu wird das Rechengebiet in eine finite Anzahl an Volumenelementen unterteilt, wodurch ein dreidimensionales Gitter entsteht. Zur Minimierung des Diskretisierungsfehlers sollten strömungsabhängige Qualitätsstandards bei der Gittererstellung eingehalten werden. Im Allgemeinen nimmt der Diskretisierungsfehler mit feiner werdendem Gitter ab.

Die algebraischen Gleichungen ergeben sich durch Approximation der Flächen- und Volumenintegrale. Zur Berechnung konvektiver und diffusiver Flüsse über die

Grenzflächen des Kontrollvolumens werden die Werte und deren Ableitung auf den Kontrollvolumen-Oberflächen benötigt. Hierzu gibt es eine Vielzahl an unterschiedlicher Methoden, die sich insbesondere bezüglich Genauigkeit und Stabilität unterscheiden, siehe z.B. [16], [17]. Beim Upwind-Verfahren wird der gesuchte Zellwert durch die Strömungsgrößen des stromauf-liegenden Gittervolumens approximiert. Dies liefert einerseits stabile Ergebnisse, kann aber andererseits keine oszillierende Lösung besitzen. Insbesondere bei mehrdimensionalen Strömungen sollten zur exakteren Betrachtung Verfahren höherer Ordnung gewählt werden, wie z.B. die Approximation durch die Berechnung der zentralen Differenz. Da hierbei beide angrenzenden Knoten berücksichtigt werden, reduziert sich einerseits der Interpolationsfehler jedoch andererseits auch die numerische Stabilität.

Zur Simulation instationärer Vorgänge wird die Zeit als zusätzliche Dimension berücksichtigt und diskret aufgelöst. Im Gegensatz zur räumlichen Diskretisierung ist die zeitliche Wirkung auf zukünftige Strömungszustände beschränkt. Ziel der zeitlichen Diskretisierung ist es, die Änderung der Strömungsvariable ϕ zum nächsten diskreten Zeitpunkt t_{n+1} zu approximieren. Beim impliziten Rückwärts-Euler-Verfahren wird diese Approximation mit dem Differentialwert zum Endzeitpunkt t_{n+1} ermittelt, sodass die gesuchte Lösung ϕ^{n+1} ebenfalls vom zugehörigen Zeitpunkt t_{n+1} abhängt [17].

$$\phi^{n+1} = \phi^n + f(t_{n+1}, \phi^{n+1}) \Delta t \quad (2.27)$$

Zur Erhöhung der Genauigkeit werden bei der Diskretisierung der Zeit, analog zur räumlichen Diskretisierung, Verfahren höherer Ordnung eingesetzt, siehe z.B. das stabile, implizite Verfahren 2. Ordnung in Gleichung 2.28 [17].

$$\left(\frac{d\phi}{dt} \right)_{n+1} \approx \frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} \approx f(t_{n+1}, \phi^{n+1}) \quad (2.28)$$

Die oben beschriebene Diskretisierung überführt das System partieller DGL in ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem. Die Linearisierung des Gleichungssystems und der iterative Lösungsablauf kann beispielsweise in [17] nachgeschlagen werden. Die Implementierung kann der Dokumentation der verwendeten Programme ANSYS CFX [29] und AVL FIRE [34] entnommen werden. Eine „Innere Iteration“ bezeichnet nachfolgend die Lösung zu einem Zeitschritt und eine „Äußere Iteration“ einen fortlaufenden Zeitschritt.

2.2 Zweiphasenströmungen

In diesem Teil der Arbeit wird auf die Klassifizierung von Zweiphasenströmungen, den Zerfall des flüssigen Kraftstoffs und dessen numerische Behandlung eingegangen. Eine detaillierte Beschreibung findet sich z.B. in [35]–[38].

2.2.1 Klassifizierung von Zweiphasenströmungen

Eine geläufige Art der Klassifizierung von Zweiphasenströmungen orientiert sich an den in der Strömung auftretenden Aggregatzuständen und Phasen, siehe Abbildung 2.1. Der Darstellung können die geläufigen Bezeichnungen von Zweiphasenströmungen entnommen werden.

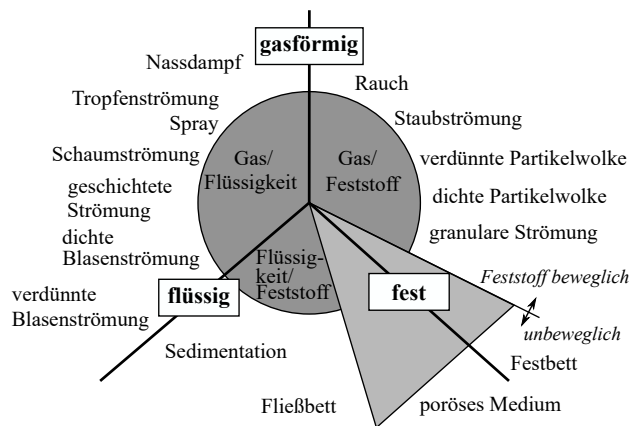


Abb. 2.1 Klassifizierung von Zweiphasenströmung [16].

Die in dieser Arbeit untersuchten Strömungen befinden sich zwischen der gasförmigen und flüssigen Achse. So tritt beispielsweise der gasförmige Zustand in einer verdünnten Blasenströmung nur vereinzelt auf, während bei einer Tropfenströmung die gasförmige Phase überwiegt und einzelne Tropfen verfolgt werden können.

Neben dem Aggregatzustand kann die Strömung ebenfalls durch die Anzahl an Komponenten unterschieden werden, d.h. die Anzahl an unterschiedlichen chemischen Stoffen. Bei der BDE tritt flüssiger Kraftstoff unter hohem Druck in den mit gasförmiger Luft gefüllten Brennraum ein, siehe Abbildung 2.2. Im Ventilsitz selbst tritt hauptsächlich die Komponente Kraftstoff in flüssiger Form auf, wobei durch Kavitation und Verdampfung ein Phasenübergang von flüssig zu gasförmig stattfinden kann. Aufgrund von Strömungsablösungen und Kavitation ist der Austritt des Spritzloches nicht vollständig mit Kraftstoff gefüllt, sodass die Komponente Luft bis in den Ventilsitz des Injektors gelangen kann. Somit stellt sowohl die Innenströmung als auch das Kraftstoffspray eine Zweikomponenten-Zweiphasenströmung dar.

Bei der Simulation der Innenströmung stellt der flüssige Kraftstoff die kontinuierlich und die Gasblasen die disperse Phase dar. Demgegenüber wird bei der Simulation des Kraftstoffsprays die Gasphase kontinuierlich betrachtet.

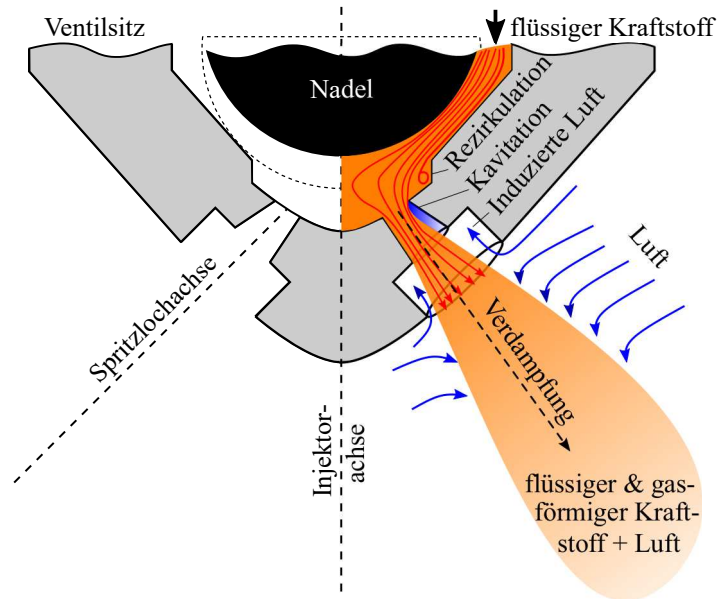


Abb. 2.2 Definition der Strahlzielkoordinaten anhand der schematischen Grafik eines Zweilochinjektors.

2.2.2 Flüssigkeitszerstäubung

Die Kraftstoffzerstäubung ist ein wesentliches Kriterium für die Aufbereitung eines Flüssigkeitsstrahls in ein Spray und schafft damit die Voraussetzung für einen schadstoffarmen Motorbetrieb, vgl. Abbildung 1.1. Die Zerstäubungsgüte wird bei der BDE meist mit dem Sauter Mean Diameter (SMD) charakterisiert, welcher das Tropfenvolumen ins Verhältnis zur Tropfenoberfläche setzt [36].

$$d_{SMD} = \frac{\sum_{i=1}^n d_{T_i}^3}{\sum_{i=1}^n d_{T_i}^2} \quad (2.29)$$

Der Primäraufbruch wird maßgeblich von der Ventilsitzgeometrie bestimmt. Die auf die Flüssigphase wirkenden destabilisierende Kräfte brechen den Strahl auf. Diese Kräfte hängen neben dem Kraftstoffdruck von dem Turbulenzniveau, der auftretenden Kavitation, der scharfen Umlenkung der Strömung und der Profilrelaxation ab, siehe Abbildung 2.3.

Folglich tritt der Primärzerfall sowohl im Ventilsitz selbst als auch im Nahfeld des Injektors auf. Zusätzlich beeinflussen die Fluideigenschaften Dichte ρ_f , Oberflächenspannung σ_f und dynamische Viskosität μ_f den Zerfallsprozess². Die Mechanismen des Primäraufbruchs können mittels dimensionsloser Kennzahlen charakte-

² Index f repräsentiert flüssig

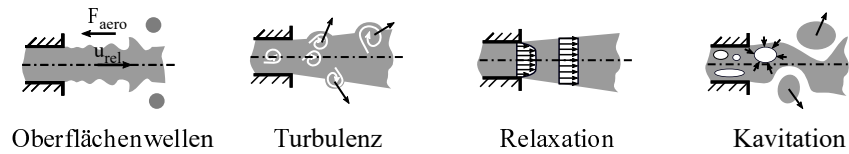


Abb. 2.3 Mechanismen des Primärzerfalls nach [39].

riert werden.

Die Reynolds-Zahl (siehe Gleichung 2.5) beschreibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften und lautet unter Verwendung der charakteristischen Größen eines MLV:

$$Re = \frac{\rho_f u_{rel} d_{SL}}{\mu_f} \tag{2.30}$$

Die Weber-Zahl drückt das Verhältnis der relativen Trägheitskraft zur Oberflächenkraft aus und berücksichtigt somit den Einfluss des Spritzlochdurchmessers d_{SL} und der Relativgeschwindigkeit u_{rel} zwischen flüssigem Strahl und umgebender Gasphase.

$$We_f = \frac{\rho_f u_{rel}^2 d_{SL}}{\sigma_f} \tag{2.31}$$

Die Ohnesorge-Zahl setzt die Reynolds-Zahl mit der Weber-Zahl ins Verhältnis:

$$Oh = \frac{\sqrt{We_f}}{Re} = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f d_{SL} \sigma_f}} \tag{2.32}$$

Wird die Ohnesorge-Zahl über der Reynolds-Zahl aufgetragen, lassen sich vier Zerfallsbereiche identifizieren, siehe das von Reitz [40] erweiterte Ohnesorge-Diagramm [41] in Abbildung 2.4. Bei den Hochdruckinjektoren der BDE findet der Primärzerfall im Regime der Druckzerstäubung statt [42].

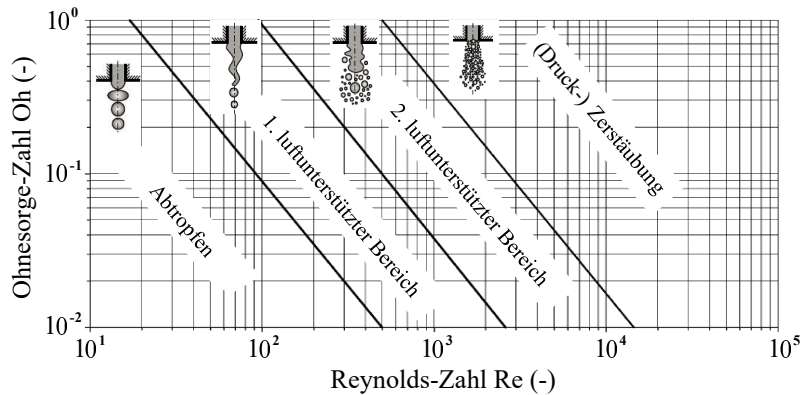


Abb. 2.4 Erweitertes Ohnesorge-Diagramm nach [39] und [43].

Sekundärzerfall

Zerfallen die durch den Primärzerfall entstandenen Flüssigkeitsligamente und Tropfen aufgrund von aerodynamischen Kräften oder Wechselwirkungen in kleiner werdende Tropfen, handelt es sich um den Sekundärzerfall. Dieser hängt primär von der Weberzahl ab, wobei die Tropfen-Weberzahl We_T des Sekundärzerfalls mit dem Tropfendurchmesser d_T als charakteristisches Längenmaß und der Dichte der Gasphase ρ_G entsprechend Gleichung 2.31 gebildet wird.

$$We_T = \frac{\rho_G u_{rel}^2 d_T}{\sigma_f} \quad (2.33)$$

Analog zum Primärzerfall können die Mechanismen des Sekundärzerfalls mittels der Tropfen-Weberzahl in Regime eingeteilt werden. Die Einteilung in fünf Sekundärzerfallsregime nach Pilch und Erdmann [44] ist in Abbildung 2.5 zu sehen, wobei auch beim Sekundärzerfall die einzelnen Regime nicht scharf voneinander trennbar sind. Anzumerken ist, dass der Sekundärzerfall für niederviskose Flüssigkeiten mit einer Tropfen-Weberzahl größer zwölf einsetzt, sodass der Zerfall so häufig stattfindet bis eine stabile Tropfengröße in Bezug auf die Relativgeschwindigkeit u_{rel} erreicht wird. Starke Tropfen-Wechselwirkungen, wie z.B. Kollision von zwei oder mehreren Tropfen, treten vorwiegend im Bereich eines dichten Sprays und damit im Nahfeld des Injektors auf. Tritt bei der Kollision von zwei Tropfen Koaleszenz auf, d.h. die Tropfen vereinigen sich zu einem gemeinsamen Tropfen, steigt der Tropfendurchmesser an und Sekundärzerfallsprozesse können erneut auftreten [35].

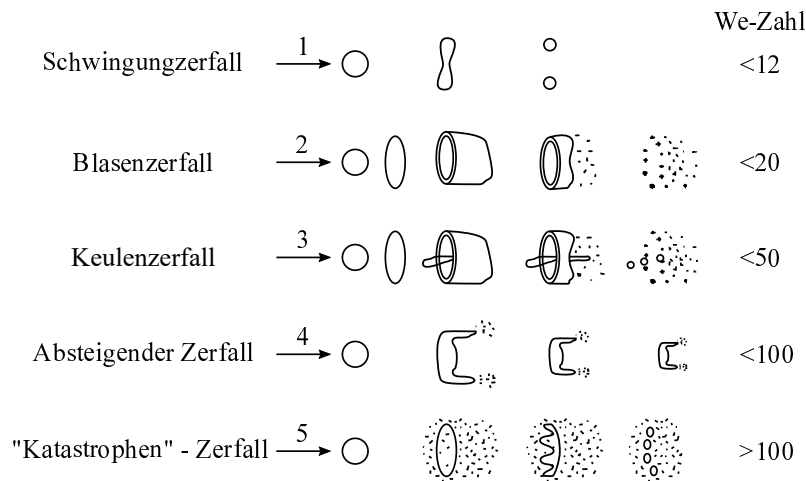


Abb. 2.5 Mechanismen des Sekundärzerfalls nach [44].

Verdunstung

Während und anschließend an die Zerfallsmechanismen verdunsten die flüssigen Tropfen, sodass sich die gasförmige Kraftstoffphase mit der umgebenden Luft vermischt. Besitzt die flüssige Phase genügend Eigenwärme oder kann die umgebende Luft ausreichend Energie in die flüssige Phase transportieren, tritt der Phasenübergang schnell ein. Ein fein zerstäubtes Kraftstoffspray weist generell ein besseres Verdunstungsverhalten auf, wobei dieses ebenfalls maßgeblich von der Temperatur, dem Druck und der Zusammensetzung der Brennumluft beeinflusst wird [5], [45].

2.2.3 Modellierung der Innenströmung

Die Phänomene bei der Durchströmung des Kraftstoffes durch den Ventilsitz sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Neben des einzuspritzenden Kraftstoffes tritt in der Simulationsumgebung ebenfalls Luft auf, sodass es sich um eine Zweikomponenten-Zweiphasen Strömung handelt. Bei der Simulation von Zweiphasenströmungen wird die kontinuierliche Phase immer mit der Eulerschen Betrachtungsweise modelliert, während die disperse bzw. diskontinuierliche Phase entweder nach der Lagrangeschen oder nach der Eulerschen Betrachtungsweise modelliert werden kann [17].

Die Annahme, dass sich die auftretenden Phasen in einem thermischen und mechanischen Gleichgewicht befinden, erlaubt die Modellierung mittels eines homogenen Mehrphasenmodells [16], [35]. Dieses Vorgehen entspricht einem Ansatz nach der Volume-of-Fluid (VoF)-Methode [46]. Hierbei wird das Gemisch durch ein alleiniges, homogenes Ersatzfluid abgebildet und eine zusätzliche Transportgleichung für den Phasenanteil r_α berechnet. Durch Summation der Volumenanteile über alle Phasen in den jeweiligen Transportgleichungen können diese auf einen einzelnen Satz reduziert werden. So reduziert sich der Aufwand für die Berechnung des Strömungsproblems erheblich, da z.B. nur ein einziges Geschwindigkeitsfeld gelöst werden muss. Es ergeben sich mit dem Phasenanteil r_α gewichtete Ersatzstoffwerte, wie beispielsweise die Dichte des Ersatzfluids ρ_{ers} :

$$\rho_{\text{ers}} = \sum_{\alpha=1}^{N_p} r_\alpha \rho_\alpha \quad (2.34)$$

Weitere spezifische Einstellungen und Modellierungen von ANSYS CFX können [29], [47] entnommen werden.

Kavitation bezeichnet den Phasenübergang von flüssig zu gasförmig aufgrund eines plötzlichen Druckabfalles unter dem Sättigungsdampfdruck bei näherungsweise konstanter Temperatur [48], [49]. Die Kavitationszahl K beschreibt diesen Effekt [35]

$$K = \frac{p_f - p_s}{\frac{1}{2} \rho_f u^2} \quad , \quad (2.35)$$

wobei mit abnehmender Kavitationszahl die Strömung stärker zur Kavitation neigt. Messungen an optisch zugänglichen Injektoren zeigen, dass die Kavitation in Folge der scharfen Umlenkung am Spritzlocheinlauf die dominante Kavitationsquelle bei der BDE mit HDEV darstellt [50], [51]. Wird Gleichung 2.35 mit dem Einschnürkoeffizient α modifiziert, wird der Einfluss des Düsenlaufes auf den effektiven Strömungsquerschnitt und somit auf die Kavitationszahl K erfasst [35].

$$K = \frac{p_f - p_s}{\frac{1}{2}\rho_f u^2 \alpha} + (\alpha^2 - 1), \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{A_{\text{eff}}}{A} \quad (2.36)$$

Der Phasenübergang von n-Heptan in Folge von Kavitation wird in dieser Arbeit mit dem Rayleigh-Plesset-Kavitationsmodell beschrieben, siehe [29]. An kleinen, der Strömung initialisierten, Nukleationskeimen können gasförmige Blasen entstehen und anwachsen. Die Änderungsrate des Blasenradius r_B wird in Abhängigkeit des lokalen Druckes p in Bezug auf den Sättigungsdampfdruck p_s beschrieben.

$$r_B \frac{\partial^2 r_B}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial r_B}{\partial t} \right)^2 + \frac{2\sigma}{\rho_f r_B} = \frac{p_s - p}{\rho_f} \quad (2.37)$$

Wird der Term 2. Ordnung und die Effekte der Oberflächenspannung σ zwischen der flüssigen und der dampfförmigen Phase vernachlässigt, ergibt sich aus Gleichung 2.37 die vereinfachte Formulierung für das Blasenwachstum:

$$\frac{\partial V_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4}{3} \pi r_B^3 \right) = 4\pi r_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_s - p}{\rho_f}} \quad (2.38)$$

Durch Multiplikation des Blasenvolumens V_B mit der Blasendichte ρ_B ergibt sich der Massentransfer, welcher in Gleichung 2.1 durch einen Quell- bzw. Senkterme für die Komponente n-Heptan berücksichtigt werden muss. Das Rayleigh-Plesset Kavitationsmodell erlaubt sowohl Verdunstung als auch Kondensation, wobei für jeden Phasenwechsel eine Modellkonstante benötigt wird. Details der Implementierung in ANSYS CFX können [29] entnommen werden. Weitere detaillierte Beschreibungen der Kavitationsmodellierung finden sich z.B. in [52]–[54].

2.2.4 Modellierung des Kraftstoffsprays

Innerhalb des Kraftstoffsprays ist die disperse flüssige Phase (Tropfen) inhomogen verteilt und es treten hohe Relativgeschwindigkeiten gegenüber der kontinuierlichen gasförmigen Phase auf. Hierbei empfiehlt es sich die Euler-Lagrange-Methode zu verwenden [17]. Während bei der oben beschriebenen Eulerschen Methode alle Zustandsvariablen der Strömung an einem festen Ort zum Zeitpunkt t bestimmt werden, wird bei der Lagrangschen Betrachtungsweise die Trajektorie eines Fluidteilchen verfolgt – hier stellt der Tropfen das Fluidteilchen dar.

Der Aufwand zur Berechnung aller Einzeltropfen eines BDE-Kraftstoffsprays mit der Lagrangeschen Betrachtungsweise ist sehr hoch, sodass die Tropfen mittels einer endlichen Anzahl an Teilchen repräsentiert werden. Diese Vorgehensweise wird als Diskrete-Partikel-Methode (engl. Discrete Droplet Method (DDM)) bezeichnet [55], [56]. Die Pakete (engl. parcels) enthalten mehrere Tropfen gleicher Eigenschaften, wie z.B. Masse, Durchmesser, Temperatur, Geschwindigkeit, etc. Die Anzahl der Tropfenpakete sollte unter dem Hintergrund der statistischen Konvergenz gewählt werden und hat keinen direkten Bezug zur Anzahl der im Spray tatsächlich auftretenden Tropfen. Für ein Spray eines HDEV liegt die Anzahl an benötigter Tropfenpakete in der Größenordnung zwischen 10^5 und 10^6 [42]. Neben der Paket-Trajektorie werden im Strömungsgebiet zusätzlich sowohl Zerfalls- und Verdunstungsprozesse als auch der Austausch von Masse, Impuls und Energie zwischen disperser Flüssigphase und kontinuierlicher Gasphase berücksichtigt. In dieser Arbeit wird für die Spraysimulation der kommerzielle Löser AVL FIRE verwendet. Die damit gelöste Impulsgleichung für die Bewegung der Tropfenpakete lautet [34], [57]:

$$m_{TP} \frac{\partial u_{TP}}{\partial t} = F_w + F_g + F_p + \sum_i F_i \quad (2.39)$$

Gleichung 2.39 enthält die Widerstandskraft F_w , die Gravitationskraft F_g , die Druckkraft F_p und weitere Kräfte F_i , deren Implementierung [34], [57] entnommen werden kann. Die dominierende Widerstandskraft ist in dieser Arbeit nach Schiller und Naumann [58] modelliert.

Die Auswirkung der Turbulenz der kontinuierlichen Gasströmung auf die Tropfen wird als turbulente Dispersion bezeichnet. Dies führt zu einer stochastischen Auslenkung der Tropfen und damit zu einer Aufweitung des Sprays, sodass deren Trajektorie nicht mehr rein deterministisch ist. Dieser stochastische Anteil wird nach dem Modell von Gosman und Ioannides [59] durch Modellierung einer zusätzlichen Fluktuationsgeschwindigkeit berücksichtigt. Unter der Annahme isotroper Turbulenz wird die Geschwindigkeitsfluktuation der Gasphase mittels Multiplikation einer Zufallszahl mit der Varianz einer Gauß-Verteilung bestimmt. Die Varianz selbst ist abhängig von der turbulenten kinetischen Energie der Gasphase.

Für die Spraysimulation per Diskrete Partikel Methode (DDM) werden in AVL FIRE folgende Informationen zur Initialisierung der Tropfenpakete benötigt: Größenverteilung der Tropfen, Anzahl der Tropfenpakete, Position und Geschwindigkeit der Tropfen. Hierzu wird die Spraysimulation an diskreten Zeitpunkten mit dem „Innenströmung-Spray-Interface“ an die Innenströmungssimulation gekoppelt [60]. Die Strömungsvariablen Dichte, Geschwindigkeit, Kraftstoff-Phasenanteil, turbulente kinetische Energie, Dissipation und die Fläche jeder Rechenzelle werden auf einer geeigneten Kopplungsebene der Innenströmungssimulation extrahiert, siehe Abbildung 2.6. In dieser Arbeit dient der Vorstufenaustritt als Kopplungsebene. Zur Reduktion des Rechenaufwandes der Innenströmungssimulation wird nicht die gesamte Dauer der Einspritzung $t_{Einspritzung}$ simuliert, sondern nur ein Ausschnitt bei vollständig geöffnetem Injektor. Der statistische Mittelwert und die Fluktuationen dieses Ausschnittes sollte möglichst denen der gesamten Einspritzung entsprechen.

Für die Initialisierung des Kraftstoffsprays wird der simulierte Ausschnitt $t_{Simulation}$ n -mal dupliziert.

$$\Delta t_{Einspritzung} = n \Delta t_{Simulation} \quad (2.40)$$

Die Tropfengrößenverteilung der Spraysimulation wird unter der Annahme einer bereits abgeschlossenen Primärzerstäubung auf der Kopplungsebene stochastisch vorgegeben. Hierfür zeigt die χ^2 -Wahrscheinlichkeitsfunktion eine gute Übereinstimmung zu gemessenen Tropfengrößenverteilungen eines BDE-Kraftstoffsprays [61]. Die Auftritts-Wahrscheinlichkeit P eines Tropfens mit Durchmesser d_T beträgt

$$P(d_T, d_{SMD}) = \frac{1}{6(d_{SMD}/6)^4} d_T^3 e^{\left(\frac{-6d_T}{d_{SMD}}\right)} \quad (2.41)$$

und ist abhängig vom SMD-Durchmesser, vgl. Abbildung 2.7 [39].

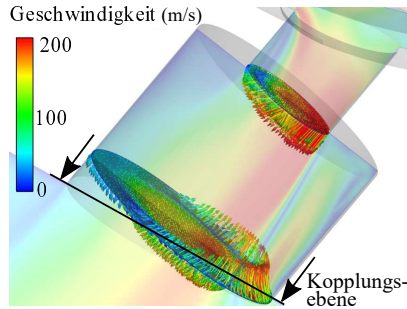


Abb. 2.6 Austritt der Vorstufe als Kopplungsebene zur Initialisierung der Spraysimulation nach [61].

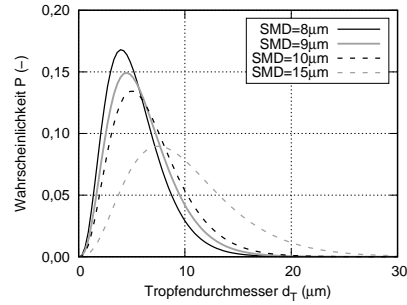


Abb. 2.7 χ^2 -Wahrscheinlichkeitsfunktion der Tropfengröße in Abhängigkeit des SMD-Durchmessers.

Aerodynamische Wechselwirkungen zwischen flüssiger und gasförmiger Phase stellen die Hauptmechanismen des Sekundärzerfalls dar und werden bei der Simulation des Kraftstoffsprays modelliert. Basierend auf dem Reitz-Diwakar-Sekundärzerfallsmodell [62], [63] deckt das von Reitz [64] entwickelte „WAVE“-Modell alle Regimebereiche des Sekundärzerfalls ab, vgl. Abbildung 2.5. Dies basiert auf einer linearen Instabilitätsanalyse kleiner wellenförmiger Störungen der Tropfenoberflächen. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit zwischen disperser und kontinuierlicher Phase wachsen diese Oberflächenstörungen an, sodass kleine Tropfen abgelöst werden [65]. Dies resultiert in einer Abnahme des Tropfenradius

$$\frac{dr_T}{dt} = -\frac{r_T - r_{ST}}{t_{zerfall}} \quad (2.42)$$

bis zum stabilen Tropfenradius r_{ST} [57]. Über den Zerfallsprozess bleibt die Anzahl an Tropfenpakete und damit der Rechenaufwand konstant. Die Massenerhaltung innerhalb eines Tropfenpaketes wird durch die Erhöhung der Anzahl an Tropfen pro

Paket bei abnehmendem Tropfenradius sichergestellt. Die zugehörigen Gleichungen und deren Implementierung können [57] entnommen werden.

Der Verdunstungsprozess wird in dieser Arbeit mit der Modellierung nach Abramzon und Sirignano [66] abgebildet. Ziel der Modellierung ist es, den Wärmestrom in den Tropfen und dessen Verdunstungsrate zu berechnen. Bei der Modellierung nach Abramzon und Sirignano wird der Wärmestrom und der Stofftransport mit Hilfe der sogenannten „klassischen Filmtheorie“ [67] bestimmt. Die zugrunde liegende Annahme ist, dass die Tropfen von (Gas-) Grenzschichten – für die Temperatur und die Stoffkonzentration – umgeben sind. Eine ausführliche Beschreibung der Modellierung kann beispielsweise [36], [65] entnommen werden.

2.3 Statistische Versuchsplanung

Ziel der statistischen Versuchsplanung ist es, das Verhalten eines Systems in Abhängigkeit von Eingabeparametern möglichst effizient zu beschreiben. Die Verbreitung dieser Disziplin erstreckt sich über eine Vielzahl ingenieurtechnischer Anwendungsgebiete, siehe z.B. [68], [69].

In dieser Arbeit wird das Feld der statistischen Versuchsplanung auf computergestützte Anwendungen und hierfür geeignete Methoden angewendet. Trotz stetig steigender Rechenleistung liegt die Motivation einer statistischen Versuchsplanung oftmals in der Reduktion des Rechenaufwandes rechenintensiver Auswertungen, vgl. [70]–[72]. Hierbei soll das, meist deterministische Verhalten eines Computerexperiments durch eine vereinfachte Berechnung möglichst exakt vorhergesagt werden. Die statistische Versuchsplanung bietet zusätzlich geeignete Methoden zur Analyse des Systemverhaltens bzw. der Wirkzusammenhänge zwischen Eingabe- und Ausgabeparameter. In Abbildung 2.8 ist der Ablauf einer statistischen Versuchsplanung inklusive der Erstellung von Metamodellen schematisch dargestellt. Demnach stellt die statistische Versuchsplanung die Auswahl eines geeigneten Testfeldes dar. Nachfolgend umfasst der Begriff statistische Versuchsplanung ebenfalls die Auswertung der Versuchsreihe, die Erstellung und die Auswahl mathematischer Ersatzmodelle.

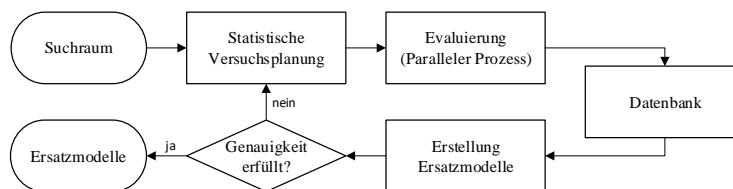


Abb. 2.8 Ablaufdiagramm zur Erstellung eines Metamodells [73].

2.3.1 Auswahl und Analyse der Testfelder

Eine Übersicht gängiger Methoden zur Erforschung des Parameterraums mit einem systematisch verteiltem Testfeld bietet beispielsweise [68], [70], [71]. Häufig eingesetzt werden die Methoden „Pseudo-Zufallszahlen“, „Quasi-Zufallszahlen“ und „Latin Hypercube Sampling (LHS)“ [72], [74], [75]. In dieser Arbeit wird zur Erzeugung der Testfelder OPAL++ eingesetzt. OPAL++ ist eine Optimierungssoftware, die diese gängigen Methoden beinhaltet und sich zur Erstellung hochdimensionaler Testfelder eignet [76], [77].

Pseudo-Zufallszahlen liefern gleichmäßig verteilte Zufallszahlen und garantieren demzufolge eine statistisch gleich-verteilte Repräsentation des Suchraumes. Kann jedoch nur eine kleine Stichprobe evaluiert werden, sinkt die Wahrscheinlichkeit einer guten Repräsentation und große unbesetzte Bereiche können entstehen. Dies resultiert in einer niedrigen Effizienz der Erforschung des Suchraums und kann sich negativ auf die Qualität der Ersatzmodelle auswirken.

Quasi-Zufallszahlen werden mit Hilfe von deterministischen Niedrig-Diskrepanz-Sequenzen erzeugt. Unter Berücksichtigung bereits generierter Entscheidungsvektoren wird der neue Vektor an der Stelle der größten Diskrepanz erstellt. Dies resultiert in einer gleichmäßigen Erforschung des Testfeldes ohne Cluster-Bildung und ohne große Lücken [78]. Die „Sobol-Sequenz“ [79] stellt hierbei das meist verbreitetste Verfahren dar, das auch für hohe Dimensionen eine gleichmäßige Verteilung liefert. Hierbei wird die Diskrepanz als Abweichung zwischen theoretischer Dichte und Punktdichte eines Hyperwürfels an einer beliebigen Stelle im Raum definiert [74].

Die Methode *LHS* [80] unterteilt den Wertebereich jeder Dimension d des Entscheidungsvektors \mathbf{x} in N nicht überlappende Intervalle, wobei N die Größe des Testfeldes darstellt. Im einfachsten Fall sind diese Bereiche gleich-verteilt und die Rasterwerte der statistischen Versuchsplanung ergeben sich nach Gleichung 2.43.

$$x_d(i) = x_{d_{\min}} + (x_{d_{\max}} - x_{d_{\min}}) \frac{i-1}{N-1} \quad (2.43)$$

Diese Rasterwerte werden per zufälliger Permutation zu einem Entscheidungsvektor kombiniert, sodass eine Vielzahl an möglichen Testfeldern entstehen können. Diese Auswahl garantiert jedoch nicht, dass die Stützstellen der statistischen Versuchsplanung im Raum gleich-verteilt sind. Im schlimmsten Falle korrelieren zwei Parameter miteinander, sodass große Bereiche nicht erkundet werden. Dies resultiert in einer schlechten globalen Vorhersagegüte der Ersatzmodelle [75]. Zur Vermeidung einer solch unzureichenden Abdeckung des Suchraumes kann in OPAL++ ein nahezu orthogonales LHS-Testfeld erzeugt werden [76].

Analyse der Testfelder

Die Pearson-Korrelation r_P [81] ist eine häufig eingesetzte Kennzahl zur Analyse von Testfeldern. Sie beschreibt den linearen Zusammenhang zwischen zwei unabhängigen Variablen x und y .

$$r_P = \frac{K_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \in [-1, 1] \quad (2.44)$$

Nach Gleichung 2.44 stellt die Pearson-Korrelation r_P das Verhältnis aus empirischer Kovarianz K_{xy} und der Stichprobenvarianz dar [69]. Letztere setzt sich aus dem Produkt der Standardabweichungen σ der Variablen x und y zusammen. Je höher der Betrag des Korrelationskoeffizienten r_P , desto größer ist der Zusammenhang zwischen den beiden Variablen.

Ein Nachteil der linearen Korrelation nach Pearson ist die hohe Sensitivität auf Ausreißerwerte. Abhilfe schafft die Rangkorrelation r_S nach Spearman [82]. Hierzu werden die beiden Wertereihen (x_i und y_i , mit $i = 1, \dots, N$) jeweils aufsteigend sortiert und der Rang gibt die Position des untersuchten Wertes an. Anstelle des Wertes vergleicht die Rangkorrelation r_S den Rang r des i -ten Variablenwerts, siehe Gleichung 2.45.

$$r_S = \frac{K_{r_{xy}}}{\sigma_{r_x} \sigma_{r_y}} = \frac{\sum_{i=1}^N (r_{x_i} - \bar{r}_x)(r_{y_i} - \bar{r}_y)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (r_{x_i} - \bar{r}_x)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (r_{y_i} - \bar{r}_y)^2}} \in [-1, 1] \quad (2.45)$$

2.3.2 Ersatzmodelle

Metamodelle modellieren ein ursprüngliches Verhalten und können dieses ersetzen, sodass ein Metamodell in diesem Zusammenhang als Ersatzmodell bezeichnet wird – nachfolgend werden beide Bezeichnung gleichbedeutend verwendet. Die Erstellung und Wahl eines geeigneten Ersatzmodells bzw. Metamodells kann in drei Schritte gegliedert werden [83]:

1. Datenaufbereitung und Wahl des Ersatzmodells
2. Konditionierung des Ersatzmodells im gültigen Parameterbereich
3. Überprüfung der Vorhersage

Der Zusammenhang zwischen tatsächlichem, simuliertem Wert $y(\mathbf{x})$ und vorhergesagtem, approximiertem Wert $\hat{y}(\mathbf{x})$ eines Lösungskandidaten \mathbf{x} wird durch Einführung des Approximationsfehlers $\varepsilon(\mathbf{x})$ hergestellt.

$$y(\mathbf{x}) = \hat{y}(\mathbf{x}) + \varepsilon(\mathbf{x}) \quad (2.46)$$

Zur Vermeidung unplausibler Simulationsergebnisse sollte der Simulationsablauf möglichst aussagekräftig, robust und deterministisch aufgebaut sein. Je nach Größe

des Testfeldes können ebenfalls manuelle Kontrollen der Ergebnisse durchgeführt werden. Auffällige Evaluierungen werden bei dieser Datenaufbereitung aussortiert und somit nicht zur Konditionierung der Metamodelle verwendet.

Bei der Auswahl des Ersatzmodells soll ein möglichst geringer Approximationsfehler ε erzielt werden. Die Wahl des Modells hängt sowohl von der Dimension als auch von dem Antwortverhalten des Systems ab. Somit existiert keine allgemeingültige Empfehlung für die Art eines Metamodells und dessen Konditionierung [84], [85]. In dieser Arbeit werden die drei Methoden Polynomiale-Regression, „Detrending“-Kriging, und radiale Basisfunktionen (RBF) untersucht: Die Approximation mit Hilfe der *Polynomialen-Regression* besitzt die Form

$$\hat{y}_{PR}(\mathbf{x}) = p^T(\mathbf{x})c_m, \quad (2.47)$$

wobei in dieser Arbeit ausschließlich Polynome mit Interaktionstermen zwischen den einzelnen Größen x_d des Variablenvektors \mathbf{x} verwendet werden. Hierbei dürfen die einzelnen Terme nicht die festgelegte Ordnung G überschreiten – nachfolgend als Totalgrad bezeichnet. So besitzt z.B. die Polynome-Regression 2. Totalgrads folgende Terme [86]:

$$\hat{y}_{PR}(\mathbf{x}) = c_0 + \sum_{i=1}^N c_i \mathbf{x}_i + \sum_{i=1}^N c_{ii} \mathbf{x}_i^2 + \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N c_{ij} \mathbf{x}_i \mathbf{x}_j \quad (2.48)$$

Die Anzahl der unbekanntenen Koeffizienten c_m wächst dabei faktoriell mit der Ordnung G des Polynoms und der Dimension D des Variablenvektors \mathbf{x} und beträgt nach [87]:

$$\binom{G+D}{G} = \frac{(G+D)!}{G!(G+D-G)!} = \frac{(G+D)!}{G!D!} \quad (2.49)$$

Die unbekanntenen Koeffizienten c_m werden iterativ nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt.

$$\sum_{i=1}^N \left[\underbrace{p^T(\mathbf{x}_i)c_m}_{y_{\hat{R}B}(\mathbf{x}_i)} - Y_i \right]^2 \xrightarrow{c} \min \quad (2.50)$$

Gegenüber der Polynomialen-Regression stellen *Kriging*-Modelle eine Interpolationsmethode dar. Hierbei wird der gesuchte Wert $\hat{y}(\mathbf{x})$ aus der Summe einer Funktion $f(\mathbf{x})$ und die Realisierung eines stochastischen Prozesses $Z(\mathbf{x})$ mit Mittelwert null, Varianz σ^2 und einer Kovarianz K ungleich null modelliert [86].

$$\hat{y}_{Kr}(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) + Z(\mathbf{x}) \quad (2.51)$$

Während bei „Ordinary“-Kriging ein konstanter Funktionswert ($f(\mathbf{x}) = c$) bestimmt wird, nutzt „Detrending“-Kriging ein Polynom als Funktion $f(\mathbf{x})$. Zur Bestimmung des stochastischen Anteils $Z(\mathbf{x})$ wird in OPAL++ automatisch ein exponentielles Semivariogram berechnet [76].

Die *Radiale-Basis-Funktion (RBF)*-Approximation sagt den gesuchten Wert $\hat{y}(\mathbf{x})$

basierend auf einer mit der radialen Basisfunktionen ϕ gewichteten w_i Summe vorher. Die radiale Basisfunktion ist hierbei ausschließlich eine Funktion der Distanz zwischen dem zu approximierenden Variablenvektor \mathbf{x} und den Punkten des Testfeldes \mathbf{x}_i . Analog zur Modellierung nach Kriging können RBF in Verbindung mit einer Polynomialen Funktion $f(\mathbf{x})$ verwendet werden, die globale Trends erfasst.

$$\hat{y}_{RBF}(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) + \sum_{i=1}^N w_i \phi(\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\|) \quad (2.52)$$

In OPAL++ wird die Art der radialen Basisfunktionen ϕ und deren Parametrisierung automatisch gewählt, z.B. der Referenzradius r_{ref} für eine Gauß-Funktion $\phi(r) = e^{(-r/r_{ref})^2}$, sodass die geeignete Konditionierung des Modells sichergestellt ist [77].

Die Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit dient einerseits als Bestimmung der Approximationsgüte und andererseits zur Auswahl einer Modellart. Hierbei haben sich folgende Kriterien in einer Vielzahl an Studien als aussagekräftig herausgestellt, siehe z.B. [84], [85], [88], [89]:

1. Aufteilung des Variablenvektors \mathbf{x} in zwei sich nicht überschneidende Mengen. Die erste Teilmenge dient zur Erstellung der Metamodelle, während die zweite Menge zum Vergleich zwischen approximiertem \hat{y} und simuliertem Wert y eingesetzt wird.
2. Das Bestimmtheitsmaß R^2 quantifiziert die globale Güte der Regression.

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (\hat{y}_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2} \quad (2.53)$$

3. Die Berechnung der maximalen Abweichung MA bewertet den am schlechtesten vorhergesagten Datenpunkt und ist somit ein lokales Kriterium.

$$MA = \max(\hat{y}_i - y_i) \quad (2.54)$$

4. Die Darstellung des vorhergesagten Wertes über den simulierten Wert und die Darstellung der Verteilung der Residuen identifizieren potentielle Muster im Zielraum. Bei Bedarf können entsprechende Gegenmaßnahmen getroffen werden, wie z.B. eine Erhöhung oder Reduktion der Ordnung des Metamodells, vgl. [88].

Wird die erforderte, gewünschte Vorhersagequalität nicht erreicht, kann das Testfeld vergrößert werden. Anschließend an die Evaluierung der hinzugefügten Stützstellen können die Ersatzmodelle erneut erstellt und deren Qualität überprüft werden, siehe iterative Vorgehensweise im Ablaufdiagramm zur Erstellung eines Metamodells in Abbildung 2.8.

2.3.3 Ersatzmodelle für Geometrieoptimierungen

In der Literatur finden sich viele Anwendungsbeispiele über den Einsatz von Ersatzmodellen zur Geometrieoptimierung [90]–[92]. In den veröffentlichten Studien liegt die Motivation meist in der deutlich schnelleren Evaluierungszeit. Dies gilt insbesondere bei Fragestellungen, die eine Vielzahl an Evaluierungen benötigen, wie z.B. Mehrzieloptimierungen mit genetischen Algorithmen. Die Rolle von Metamodellen bei der Auslegung von Geometrien ist sehr vielseitig und in Abbildung 2.9 zusammengefasst dargestellt. Neben der eigentlichen Optimierung (obere Hälfte der Abbildung 2.9) werden Ersatzmodelle ebenfalls zur Erforschung des Parameterraums eingesetzt. Dieser Erkenntnisgewinn kann wiederum zur Formulierung und Überprüfung des Optimierungsproblems eingesetzt werden.

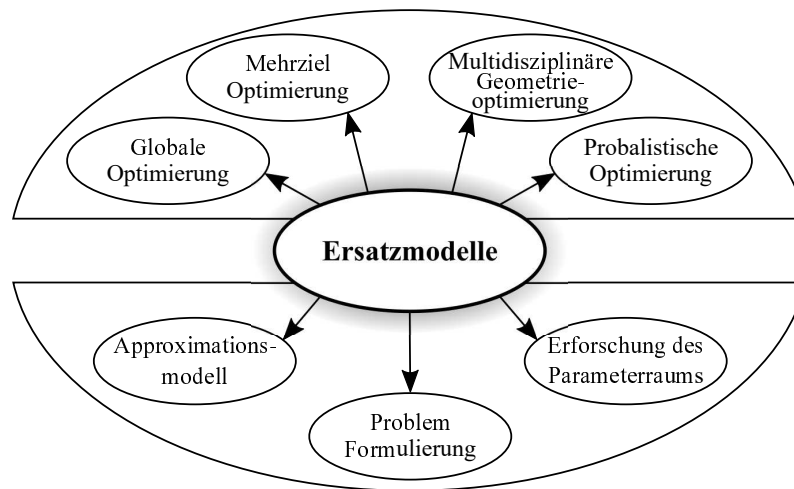


Abb. 2.9 Rolle der Metamodelle bei der Geometrieoptimierung [91].

2.4 Optimierung im Zusammenhang technischer Fragestellungen

Aus mathematischer Sicht handelt es sich bei der Optimierung um das Auffinden von Extremstellen, z.B. des globalen Optimums. Im ingenieurwissenschaftlichen Kontext wird das Auffinden einer verbesserten Lösung ebenfalls als Optimierung bezeichnet. Optimierung in dieser Arbeit bedeutet, dass eine Verbesserung einer bestehenden Lösung mittels systematischer Optimierungsverfahren gesucht wird. Zuerst wird der Begriff der Optimierung bzw. des Optimierungsproblems definiert. Anschließend werden die genetischen Algorithmen im Allgemeinen und der ver-

wendete Algorithmus Non-dominated Sorting Genetic Algorithm II (NSGA-II) im Speziellen vorgestellt. Abschließend wird auf die Eigenschaften der zur Optimierung verwendeten Software OPAL++ eingegangen und Besonderheiten der CFD-Optimierung beschrieben.

2.4.1 Definition eines Optimierungsproblems

Vielfältige Anwendungsgebiete der Optimierung setzten eine allgemeingültige, mathematische Definition eines Optimierungsproblems voraus, welche z.B. in [93] gegeben wird.

Definition 2.1. „Ein Optimierungsproblem (Ω, f, \succ) ist gegeben durch einen Suchraum Ω , eine Bewertungsfunktion $f : \Omega \rightarrow \mathbb{R}$, die jedem Lösungskandidaten einen Gütewert zuweist, sowie eine Vergleichsrelation $\succ \in \{<, >\}$. Dann ist die Menge der globalen Optima $\mathfrak{N} \subseteq \Omega$ definiert als $\mathfrak{N} = \{\mathbf{x} \in \Omega \mid \forall \mathbf{x}' \in \Omega : f(\mathbf{x}) \succeq f(\mathbf{x}')\}$.“

Demnach lässt sich jedes Optimierungsproblem \mathbb{O} durch die Menge an Lösungskandidaten und die quantitative Feststellung dessen Güte mittels eines Evaluierungsprozesses beschreiben. Erst mit einer Quantifizierung der Güte ist ein Vergleich der Lösungskandidaten untereinander möglich. Ein Lösungskandidat \mathbf{x} ist nach der Definition 2.1 Teil der Menge der globalen Optima \mathfrak{N} , falls alle weiteren Lösungskandidaten \mathbf{x}' keinen besseren Gütewert aufweisen: $f(\mathbf{x}) \succeq f(\mathbf{x}')$.

Der Suchraum Ω wird durch den Variablenvektor \mathbf{x} der Länge D repräsentiert.

$$\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_D)^T, \quad \mathbf{x} \in \Omega \quad (2.55)$$

In dieser Arbeit besteht das Optimierungsproblem aus der Suche nach optimalen Geometrien, sodass der Variablenvektor aus D unabhängigen Geometriegrößen besteht. Im Folgenden wird deshalb der Variablenvektor \mathbf{x} ebenfalls als Geometrievektor \mathbf{x} bezeichnet. Um Teil des Suchraumes Ω zu sein, muss dieser innerhalb festgelegter Grenzen liegen, die von J Ungleichheitsbedingungen u , K Gleichheitsbedingungen g und den unteren x_d^u bzw. oberen x_d^o Parameterbereichen definiert werden [94].

$$\mathbf{x} \in \Omega \iff \begin{cases} u_j(x) \leq 0, & j = 1, 2, \dots, J \\ g_k(x) = 0, & k = 1, 2, \dots, K \\ x_d^u \leq x_d \leq x_d^o, & d = 1, 2, \dots, D \end{cases} \quad (2.56)$$

Existiert mindestens eine Ungleichheitsbedingung oder eine Gleichheitsbedingung ($J > 0 \cup K > 0$) wird das Optimierungsproblem Ω als beschränkt bezeichnet. Zu jedem Lösungskandidaten \mathbf{x} werden M Zielfunktionen f berechnet.

$$y(\mathbf{x}) = (f_1(\mathbf{x}), f_2(\mathbf{x}), \dots, f_m(\mathbf{x})) , \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (2.57)$$

So lässt sich das Optimierungsproblem \textcircled{O} für die Suche nach den Minima der M Zielfunktionen f folgendermaßen ausdrücken.

$$\textcircled{O} : y(\mathbf{x}) \xrightarrow{\mathbf{x}} \min, \text{ mit } \mathbf{x} \in \Omega \quad (2.58)$$

Besitzt das Optimierungsproblem \textcircled{O} nur eine einzige Zielfunktion ($M = 1$), wird dies als Einzielloptimierung bezeichnet. Für diesen einfachsten Sonderfall stellt der Geometrievektor $\hat{\mathbf{x}}$ das globale Optimum dar, falls

$$f(\hat{\mathbf{x}}) \leq f(\mathbf{x}) \forall \mathbf{x} \in \Omega \quad (2.59)$$

gilt. Bei Mehrzieloptimierungen ($M > 1$, siehe Gleichung 2.57) wird die Optimierungsaufgabe als multikriteriell bezeichnet. Die meist im Konflikt stehenden Zielgrößen erlauben keine triviale Formulierung der Vergleichbarkeit, sodass die Definition eines einzelnen globalen Optimums unmöglich ist. Die Vergleichbarkeit zweier Lösungskandidaten ist jedoch essentieller Bestandteil eines jeden Optimierungsproblems, sodass diese hergestellt werden muss, vgl. Definition 2.1.

Die einfachste Methode ist die Verwendung einer (gewichteten) linearen Summenfunktion. Hierbei wird das multikriterielle Problem durch die Berechnung einer stellvertretenden Zielfunktion f_s ersetzt.

$$y(\mathbf{x}) = f_s(\mathbf{x}) = \sum_{m=1}^M w_m f_m(\mathbf{x}), \quad \text{mit } w_m > 0 \forall m \text{ und } \sum_{m=1}^M w_m = 1 \quad (2.60)$$

Aufgrund der einfachen Formulierung und dem geringen Aufwand zur Berechnung der stellvertretenden Zielfunktion f_s wird diese a priori Formulierung oftmals eingesetzt. Bei dieser Methode erfordert die Definition des Wichtungsvektors w_m bereits zu Beginn der Optimierung ein detailliertes Wissen über das zu untersuchende Problem und die korrekte Einschätzung des Zielkonfliktes.

Demgegenüber erlaubt die Verwendung der Pareto-Dominanz eine Auswahl aus einem Satz an optimalen Geometrieconfigurationen anschließend an die Optimierung. Die Pareto-Dominanz für das Optimierungsproblem nach Gleichung 2.58

$$\mathbf{x}_1 \succ \mathbf{x}_2 \Leftrightarrow \begin{cases} \forall i \in [1, \dots, M] : f_i(\mathbf{x}_1) \leq f_i(\mathbf{x}_2) \\ \exists j \in [1, \dots, M] : f_j(\mathbf{x}_1) < f_j(\mathbf{x}_2) \end{cases} \quad (2.61)$$

besagt, dass

- der Geometrievektor \mathbf{x}_1 den Geometrievektor \mathbf{x}_2 dominiert (\succ), falls dessen Zielfunktionen $f_i(\mathbf{x}_1)$ mindestens die gleiche Güte wie alle M anderen Zielfunktionen $f_i(\mathbf{x}_2)$ besitzen *und*
- der Geometrievektor \mathbf{x}_1 in mindestens einer anderen Zielgröße f_j einen besseren Gütewert als der Geometrievektor \mathbf{x}_2 besitzt.

Bei Verwendung der Pareto-Dominanz als Vergleichsoperator muss zu Beginn der Optimierungsaufgabe *kein* (Experten-) Wissen bereitgestellt werden, sodass diese Methode zur Klasse der a posteriori Formulierungen gehört. Als Pareto-optimal

wird ein Lösungskandidat bezeichnet, wenn dieser von keinem anderen Lösungskandidaten dominiert wird. Ziel der Optimierung nach der Pareto-Methode ist es, möglichst viele Pareto-optimale Lösungen zu finden [95]. Diese Pareto-optimale Geometrien sind alle gleicher Güte bzw. Qualität und werden in der Pareto-Front PF zusammengefasst [96].

$$PF(\Omega) := \{ \mathbf{x} \in \Omega \mid \nexists \hat{\mathbf{x}} \in \Omega : \hat{\mathbf{x}} \succ \mathbf{x} \} \quad (2.62)$$

Der evtl. anschließende Entscheidungsprozess zugunsten eines Lösungskandidaten ist nicht mehr Teil des Optimierungsproblems, sondern kann auf Basis weiterer Entscheidungskriterien, wie z.B. die Fertigbarkeit eines Geometrievektors, getroffen werden. Neben den beiden vorgestellten Methoden zur Behandlung multikriterieller Probleme finden sich in der Literatur eine Vielzahl weiterer Ansätze zur Bestimmung des globalen Optimums bzw. der Optima, siehe z.B. [96], [97].

Der genaue, wahre Verlauf der Pareto-Front kann meist nicht exakt ermittelt werden, sodass iterative numerische Methoden zur näherungsweisen Bestimmung eingesetzt werden [98].

2.4.2 Genetische Algorithmen

Holland [99] entwickelte die Methode der GA mit dem Ziel einen möglichst robusten Optimierungsalgorithmus zu entwerfen, der sich für eine Vielzahl komplexer Problemstellungen eignet [100]. In den letzten Jahrzehnten sind GA häufig bei Mehrziel-Optimierungen technischer Fragestellungen eingesetzt worden [101]. Im Zuge dieser Forschungsaktivitäten sind eine Vielzahl unterschiedlicher Algorithmen entwickelt worden, siehe z.B. [97], [102]–[105]. Alle genetischen Algorithmen gehören zur Klasse der heuristischen „Black-Box“-Optimierungsverfahren, die keine Informationen über das zu optimierende Problem benötigen. Durch ihren robusten und flexiblen Einsatz eignen sie sich besonders zum Auffinden des globalen Optimums komplexer Such- und/oder Zielräume. Den Vorteilen steht eine große Anzahl an Evaluierungen zum Auffinden optimaler Lösungskandidaten nachteilig gegenüber. Auch bei der Optimierung von Verbrennungskraftmaschinen finden sich Anwendungsbeispiele, beispielsweise in [106].

Genetische Algorithmen versuchen die biologischen Evolution unter Berücksichtigung der relevanten Evolutionsprozesse nachzubilden. Dies geschieht durch Selektion, Rekombination und Mutation, siehe Ablaufdiagramm des künstlichen Evolutionsprozesses in Abbildung 2.10. Ziel des genetischen Algorithmus ist es, durch eine geeignete Wahl der Selektionsoperatoren im Laufe der Optimierung die Lösungskandidaten sukzessive nach dem Prinzip „survival of the fittest“ [107] von Charles Darwin [108] zu verbessern.

Dieser iterative Optimierungsprozess wird durch die Bewertung einer *initialen Population* mit der Anzahl N an Individuen gestartet, sodass jedes *Individuum* einen *Güte*-Wert erhält. Diese initiale Population kann z.B. durch ein Testfeld mit Me-

thoden der statistischen Versuchsplanung erzeugt werden. Sofern die *Individuen* der initialen Population nicht die Terminierungsbedingungen erfüllen, startet der iterative Optimierungsprozess mit der *Paarungsselektion*. Hierbei wird die Güte des Individuums zur Berechnung der Paarungswahrscheinlichkeit herangezogen. Anschließend werden die *Kinder* bzw. *Nachfahren* durch *Rekombination* und *Mutation* erzeugt und bewertet. Abschließend integriert die *Umweltselektion* die *Kinder* in die *Elterngeneration*, wobei bei einer beschränkten Größe der *Population* eine Teilmenge aus *Eltern* und *Kindern* gewählt werden kann. Sofern diese Zusammensetzung an *Individuen*, als neue *Generation* bezeichnet, nicht die Terminierungsbedingungen erfüllen, startet die Simulation des evolutionären Zyklus erneut. Eine detaillierte Beschreibung des Evolutionszyklus findet sich in [93], [94], [105].

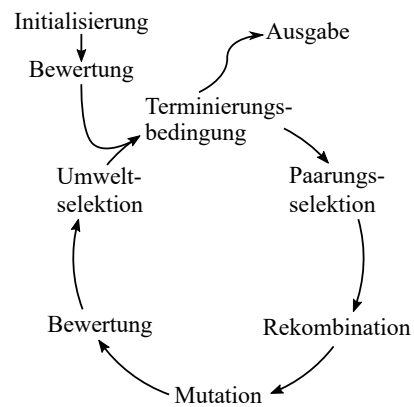


Abb. 2.10 Evolutionsprozess eines genetischen Algorithmus nach [93].

Der genetische Algorithmus NSGA-II [95] ist eine Weiterentwicklung des NSGA [109] und der derzeit am weit verbreitetste Algorithmus für genetische Mehrziel-Optimierungen. Dieser zeichnet sich durch eine hohe Geschwindigkeit und einer universellen Anwendbarkeit bei einer geringen Anzahl an Zielfunktionen aus. Insbesondere die Selektionsoperatoren charakterisieren den NSGA-II. Hierbei wird allen betrachteten Individuen ein Pareto-Rang zugeordnet, indem zuerst die nicht-dominierten Individuen in der Front F_1 zusammengefasst werden, siehe z.B. das Individuum i in Abbildung 2.11 (a). Dieser Prozess wird für die verbleibenden Individuen so lange durchgeführt, bis jedem Individuum ein Pareto-Rang zugeordnet ist. Bei der Selektion wird dieser Pareto-Rang als primäres Gütekriterium herangezogen, sodass alle Individuen der ersten Pareto-Front F_1 eine höhere Güte als Individuen auf Fronten höheren Ranges besitzen, siehe z.B. Fronten: F_1 , F_2 und F_3 in Abbildung 2.11 (a). Zusätzlich wird für jedes Individuum der Abstand zum nächsten Pareto-optimalen Individuum berechnet, siehe Abbildung 2.11 (a). Mit Hilfe dieser Distanz zum nächstgelegenen Nachbarn im Zielraum, die sogenannte „Crowding“-Distanz, werden Individuen gleichen Pareto-Rangs in einer sekundären Selektion verglichen, siehe Abbildung 2.11 (a). Eine hohe Diversität im Zielraum wird erreicht, indem Individuen mit großer „Crowding“-Distanz bevorzugt ausgewählt wer-

zung der Machbarkeit für das in dieser Arbeit zu optimierende Strömungsproblem. Eine detaillierte Übersicht zur CFD-Optimierung liefert z.B. [76], [110]. Abschließend wird das verwendete Optimierungs-Framework OPAL++ beschrieben und der vorliegende Abschnitt zusammengefasst.

Bei den Ergebnissen der CFD handelt es sich um eine numerische Näherungslösung der Gleichungen aus Kapitel 2.1.5. Trotz dem Bestreben nach effizienten und schnellen Evaluierungen muss die verwendete Modellierung und Diskretisierung die geforderte Genauigkeit der Simulationsergebnisse einhalten. Mögliche Quellen für inakzeptable Ungenauigkeiten einer Strömungssimulation sind beispielsweise eine zu grobe Diskretisierung, eine unzureichende Anzahl an Iterationen oder unzureichende Konvergenz durch zu hoch gewählte Grenzen zulässiger Residuen. Ungenauigkeiten lassen sich weiter in systematische und stochastische Anteile einordnen. Der stochastische Anteil bzw. das Rauschen kann zu einer Vielzahl lokaler Optima führen und somit das Auffinden wahrer Optima behindern. Eine deterministische Evaluierung ist somit Voraussetzung zur erfolgreichen CFD-Optimierung. Demgegenüber sind systematische Fehler für den Optimierungsprozess vernachlässigbar, da der NSGA-II eine rein vergleichende Selektion einsetzt.

Abschätzung der Machbarkeit

Je nach Anzahl der Freiheitsgrade (Dimension D des Geometrievektors \mathbf{x}), der Größe der Population N , der Anzahl der benötigten Generationen n_{gen} für die Entwicklung der Pareto-Front und des benötigten Evaluierungsaufwandes hängt die Machbarkeit einer genetische Optimierung ab. Im Allgemeinen erfordert eine hohe Anzahl an Evaluierungen zur Approximation der wahren Pareto-Front eine schnelle und effiziente Evaluierung. Ziel dieser Arbeit ist es, einen solchen Simulationsablauf auszuarbeiten. Darüber hinaus sind die verfügbare Zeit t_v bis zu der das Optimierungsergebnis vorliegen muss und die Parallelisierbarkeit der Evaluierungen wichtige Aspekte für die Entscheidung, ob eine CFD-Optimierung mittels GA erfolgreich durchgeführt werden kann.

Der Einfluss einzelner Punkte auf die Machbarkeit kann dabei stark variieren, so dass beispielsweise Rechenzeiten von einigen Sekunden bis hin zu mehreren Tagen üblich sind, wobei eine einzelne Evaluierung in der Größenordnung von Stunden liegen sollte [110]. Eine Antwort auf die Frage der Machbarkeit ist demnach stark von der Aufgabenstellung und den vorhandenen Ressourcen abhängig. Nachfolgend wird ein Ansatz zur Bestimmung der Machbarkeit der vorliegenden Studie ausgearbeitet. Hierbei stellt die Gegenüberstellung der verfügbare Zeit t_v mit der voraussichtlich benötigten Zeit die Grundidee dar, siehe Gleichung 2.63.

$$t_v \geq \sum_{i=1}^{n_{eval}} t_{eval}(\mathbf{x}_i) = \underbrace{n_{eval}}_{f(\text{Freiheitsgrad})} \underbrace{\overline{t_{eval}}}_{f(\text{CFD})} \quad (2.63)$$

Gleichung 2.63 zeigt, dass insbesondere Optimierungen mit kurzer verfügbaren Zeit t_v , einem hohen Freiheitsgrad *und* einem hohem Aufwand der CFD-Evaluierung nicht realisierbar sind. Für einen Durchlauf der geplanten Ventilsitz-Optimierung liegt eine verfügbare Zeit t_v von ungefähr drei Monaten vor. Für eine erfolgreiche Durchführung der Optimierung muss somit das Produkt aus Anzahl an Evaluierungen n_{eval} und durchschnittlichen Dauer der Evaluierungen t_{eval} innerhalb dieser verfügbaren Zeitspanne liegen. Zur Erfüllung dieser Vorgabe wird in dieser Arbeit sowohl eine Reduktion der Anzahl an Evaluierungen als auch eine Reduktion der Evaluierungsdauer untersucht.

Zur Reduktion der Anzahl an Evaluierungen n_{eval} muss die Anzahl der Geometrieparameter D möglichst gering gehalten werden. Die Anzahl an Evaluierungen ist bei dem genetischen Algorithmus NSGA-II das Produkt aus Populationsgröße $n_{pop} = N$ und Anzahl an Generationen n_{gen} . Das Abbruchkriterium bestimmt sowohl die Anzahl an Generationen und damit auch die Anzahl an Evaluierungen als auch die Konvergenz der approximierten Pareto-Front an die wahre Pareto-Front.

Die Dauer der Evaluierung t_{eval} ist maßgeblich von der Modellkomplexität und der geforderten Genauigkeit abhängig. Die Modellkomplexität sollte jedoch nur ohne Verlust der relevanten Eigenschaften reduziert werden. Die durchschnittliche Evaluierungszeit $\overline{t_{eval}}$ kann durch Einsatz einer parallelen Evaluierung reduziert werden. Eine Möglichkeit der Parallelisierung wird innerhalb des eingesetzten CFD-Lösers umgesetzt, indem das Rechengebiet in Partitionen n_{part} auf mehrere Rechenknoten verteilt wird. Durch Überlappungen der Teilbereiche, ungleiche Knotenverteilung und Limitationen des Lösers kann keine 100 prozentige Skalierung erzielt werden, sodass die Korrekturfunktion $f(part)$ eingeführt wird. Die simultane Berechnung mehrerer Individuen stellt einen weiteren Schritt der Parallelisierung dar. Gleichung 2.64 zeigt die maximal mögliche Parallelisierung, bei der die Population der Größe N simultan berechnet wird:

$$t_v \geq n_{eval} \overline{t_{eval}} = n_{eval} \frac{\overline{t_{eval}}}{n_{part}} f(part) \frac{\max(t_{eval})}{N \overline{t_{eval}}} \quad (2.64)$$

Die Anzahl der Generationen n_{gen} ist der Quotient aus Anzahl an Evaluierungen n_{eval} und Populationsgröße N , sodass Gleichung 2.64 vereinfacht lautet:

$$t_v \geq n_{gen} \frac{f(part)}{n_{part}} \max(t_{eval}) = n_{gen} \overline{t_{gen}} \quad (2.65)$$

Die gleichzeitige Evaluierungen mehrerer Individuen skaliert bezogen auf den Rechenaufwand in CPU hours (CPUh) (deutsch: Prozessorstunden) linear, jedoch nicht mit der physikalischen Zeit der Evaluierung t_{eval} . Da jede Generation sequentiell berechnet wird, bestimmt die langsamste Evaluierung $\max(t_{eval})$ die Geschwindigkeit der gesamten Generation. Treten stark heterogene Rechenzeiten auf, empfiehlt es sich deshalb diese künstlich zu begrenzen. Die Abschätzung nach Gleichung 2.65 setzt voraus, dass die Anzahl an benötigten Rechenknoten – das Produkt aus Größe der Population N und Anzahl an Partitionen n_{part} – bereitgestellt werden kann.

Mit Hilfe der Gleichungen 2.63 bis 2.65 kann die verfügbare Zeit, der Simula-

tionsablauf und die Ressourcen miteinander ins Verhältnis gesetzt und somit die Machbarkeit der CFD-Optimierung bewertet werden. Nach Gleichung 2.65 kann beispielsweise die maximal mögliche Anzahl an Generationen unter folgenden Rahmenbedingungen auf 25 abgeschätzt werden:

- Verfügbare Zeit t_v von 100 Tagen bzw. 2400 Stunden
- Verfügbare Rechenknoten 1.000, mit z.B. folgender Aufteilung:
 - Populationsgröße N von 40
 - Partitionsanzahl n_{part} von 25, Korrekturfunktion $f(\text{part})$ von 1,2
- Maximale Evaluierungszeit $\max(t_{\text{eval}})$ von 2.000 Stunden

Ist der Kompromiss aus erwartbarer Konvergenz der Pareto-Front, Anzahl an Generationen und Größe der Population akzeptabel, kann die CFD-Optimierung durchgeführt werden.

OPAL++ ist speziell für den Einsatz von CFD-Evaluierungen entwickelt worden und unterstützt die Kopplung unterschiedlicher Betriebssysteme. So können mehrere Programme während der Simulation auf mehreren Rechnern und unterschiedlichen Betriebssystemen in den Ablauf der Evaluierung eingebunden werden. Darüber hinaus können Softwarefehler, Programmabstürze oder ähnliche unvorhersehbare Fehler während der Evaluierung behandelt werden. Hierzu wird jedem Individuum in OPAL++ die Information seiner Validität zugeteilt. Ausschließlich valide Individuen, mit fehlerfreier Evaluierung, werden bei den Selektionsoperatoren des NSGA-II berücksichtigt. Die Handhabung selbst erfolgt in zwei Skripten:

1. Masterskript: Beinhaltet alle Einstellungen der Optimierung, wie z.B. :
 - Wahl des Algorithmus inkl. dessen spezifischen Einstellungen
 - Zielfunktion, Einschränkungen und Variablenvektor inkl. dessen Grenzen
 - Ordnerstruktur, Lizenzsystem, etc.
2. Evaluierungsskript: Beinhaltet alle Befehle und Programmaufrufe zur Evaluierung eines Individuums
 - Vorbereitung der Simulation
 - Durchführung der Simulation
 - Nachbearbeitung der Simulation

Durch diese einfache Handhabung und die auf CFD-Optimierung-Anforderungen ausgelegte Programmierung ist OPAL++ die ideale Software zur Lösung des vorliegenden Optimierungsproblems. Aufgrund seiner Eigenschaften konnte OPAL++ bereits mehrfach zur erfolgreichen Optimierung technischer Fragestellungen eingesetzt werden, siehe beispielsweise [98], [111]–[117]. Eine detaillierte Beschreibung der Implementierung kann [76], [77] entnommen werden.

Zusammenfassung

Die Durchführbarkeit der in dieser Arbeit geplanten CFD-Optimierung ist nur mit einem effizienten Simulationsablauf möglich, da das erwartete komplexe Problem

mit einem hohem Freiheitsgrad eine Vielzahl an Geometrie-Evaluierungen benötigt. Dieser Simulationsablauf muss mit Expertenwissen aufgebaut, speziell für die Optimierung abgestimmt und validiert werden. Des weiteren ist eine hohe Parallelisierung und somit ein hoher Bedarf an Rechenleistung und Software-Lizenzen mit einzuplanen. Zusätzlich stellt die Approximation der CFD-Lösung durch Metamodelle eine vielversprechende Alternative dar, sofern diese von guter Qualität ist.

Kapitel 3

Ausarbeitung des Optimierungsproblems

Wie bereits in der Einleitung beschrieben, stellt die Bereitstellung eines optimalen Luft-Kraftstoff-Gemisches unter Berücksichtigung der motorspezifischen Anforderungen die Hauptaufgabe des Ventilsitzes dar. Hierzu sollte der Kraftstoff bis zum Zündzeitpunkt vollständig verdampft und homogen im gesamten Brennraum verteilt sein [15]. Die Ventilsitzgestaltung inklusive der Bohrungen bestimmt maßgeblich die Einspritzung und somit die Strahlbreite, die Kraftstoffzerstäubung, die Penetration, etc. Diese Spraycharakteristika beeinflussen wiederum die Gemischbildung, deren Güte die Effizienz und Emissionen des Ottomotors bestimmt.

In diesem Kapitel soll auf Basis der funktionalen Anforderungen ein Optimierungsproblem für die Strömung im Ventilsitz eines Mehrloch-Injektors unter Berücksichtigung aller relevanten, geometrischen Freiheitsgrade mathematisch definiert werden.

3.1 Funktionalität des Ventilsitzes

Bei der Entwicklung zukünftiger BDE-Brennverfahren spielt das HDEV eine entscheidende Rolle zur Einhaltung internationaler Emissionsgesetzgebungen. Hierbei stellt die maximal zulässige Partikelanzahl, bei gleichzeitiger Reduktion des Kraftstoffverbrauchs unter realen Fahrbedingungen, eine maßgebliche Herausforderung dar. Untersuchungen zu den Wirkprinzipien und Quellen für die Entstehung von Rußpartikeln zeigen, dass am Ort der Entstehung gleichzeitig hohe Temperaturen und hohe Kraftstoffanteile vorliegen müssen [118]. Neben Zonen fetten Gemisches in der Gasphase hat sich die Interaktion von flüssigem Kraftstoff mit Brennraumoberflächen als kritisch herausgestellt [12]. Insbesondere der Aufbau eines Wandfilms auf eine kalte Kolbenoberfläche und bei Lastsprüngen zeigt sich als kritisch, da in diesen Betriebszuständen nicht ausreichend Verdampfungsenthalpie in den Wandfilm eingetragen werden kann [119], [120]. Derzeitiger Entwicklungsschwerpunkt ist es, eine möglichst geringe Benetzung der Brennraumoberfläche mit Kraftstoff zu erzielen [5]. Bei der Gestaltung der Ventilsitzgeometrie liegt das Hauptau-

genmerk häufig auf der Reduktion der Penetration [5], [11], [13], [14].

Kürzlich veröffentlichte Studien [42], [121]–[124] kommen zu dem Schluss, dass neben der Eindringtiefe des kalten Kraftstoffsprays ebenso das Kontraktionsverhalten des Sprays entscheidend den Aufbau von Wandfilmen beeinflusst. Ziehen sich die Einzelstrahlen eines MLV zusammen kann das Kraftstoffspray hohe Eindringtiefen aufweisen, sodass die Benetzung der Brennraumoberflächen einsetzt bzw. sich diese erhöht [125]. Bezüglich der Ventilsitzgeometrie zeigen sich erste Zielkonflikte zwischen einer Reduktion im Kontraktionsverhalten und gleichzeitiger Reduktion der Penetration. So zeigen lange Spritzlöcher eine große Robustheit gegenüber der Spraykontraktion bei gleichzeitig großer Penetration der Einzelstrahlen und umgekehrt [126].

Moderne Fertigungsverfahren inklusive der Möglichkeit des Laserbohrens ermöglichen flexible Gestaltungen des Ventilsitzes und geben Zugang zu einem enorm großen Geometrieraum. Einzelne Ventilsitzparameter für die Charakteristik des Kraftstoffsprays, wie z.B. die Flugbahn, der Kegelwinkel, die Zerstäubungsgüte und die Penetration, konnten in vergangenen Studien aufgezeigt werden [127], [128]. Meist jedoch behandeln diese Untersuchungen wenige Geometrievariationen in einer kleinen Teilmenge des darstellbaren Parameterraums, siehe z.B. [129]–[131].

Aus Sicht des BDE-Brennverfahrens ergibt sich somit als Ziel der vorliegenden Arbeit, eine optimale Ventilsitzgeometrien hinsichtlich minimaler Wandbenetzung sowohl durch Penetration als auch durch Kontraktion unter vorgegebenen motorischen Anforderungen aufzufinden. Somit soll sowohl die Penetration P als auch der Strahlkegelwinkel τ am Austritt des Injektors simultan minimiert werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass eine reduzierte Penetration P auch die Menge an flüssigem Kraftstoff, die auf die Zylinder- und Kolbenwände trifft und einen Wandfilm aufbaut reduziert bzw. sogar vermeidet. Kann der flüssige Wandfilm bis zum Einsetzen der Verbrennung nicht verdampfen und mit Luft vermischt werden, steigen die Rußpartikel-Emissionen stark an [14], [119], [124], [132]. Ein möglichst geringer Strahlkegelwinkel τ soll Strahl-zu-Strahl Interaktionen reduzieren. Strahl-zu-Strahl Interaktionen können das Spraybild und damit die Gemischaufbereitung sehr stark verändern. Diese unerwünschten, kaum kontrollierbaren Sprayänderungen können wiederum zu Schadstoffemissionen führen, siehe z.B. [121]–[123].

3.2 Formulierung des Optimierungsproblems

In diesem Abschnitt werden die oben formulierten Kriterien in eine mathematische Formulierung, das Optimierungsproblem \textcircled{O} , überführt. Hierzu gehören nach Kapitel 2.4 der Suchraum Ω , die Bewertungsfunktion f , die Ungleichheitsbedingungen u und die K Gleichheitsbedingungen g .

3.2.1 Zielfunktionen

In dieser Arbeit soll sowohl der Strahlkegelwinkel τ als auch die Penetration P minimiert werden, sodass es sich um ein multi-kriterielles Optimierungsproblem Ω handelt:

$$\text{zu minimieren: } f_{\tau}(\mathbf{x}), f_P(\mathbf{x}) \quad (3.1)$$

In Abbildung 3.1 sind die beiden zu minimierenden Größen dargestellt.

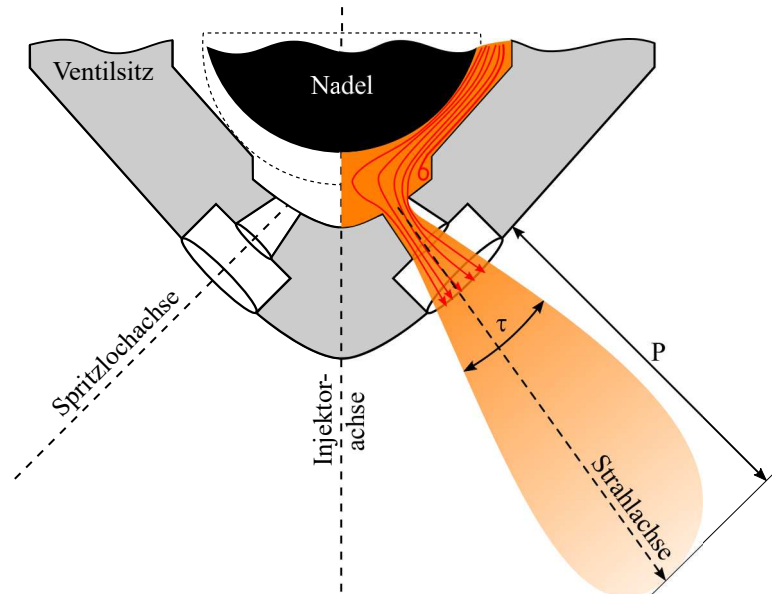


Abb. 3.1 Visualisierung der Zielgrößen Penetration P und Strahlkegelwinkel τ anhand der schematischen Grafik eines Zweilochinjektors.

3.2.2 Einschränkungen

Typischerweise sind während der Auslegungsphase eines Mehrlochventils für einen spezifischen Motor die Eckdaten des Aggregates bereits festgelegt. Hierzu gehören die geometrischen Größen Zylinderbohrung, Zylinderhub, Position des Injektors und auf Grund der Motorleistung auch dessen Durchflussrate. Diese Größen geben den Massenstrom \dot{m} und die Strahlzielkoordinaten vor und stellen somit den Ausgangspunkt dieser Untersuchung dar. Hierzu werden in einer Ebene normal zur Injektorachse (z -Achse) in einem Abstand von 30 mm, gemessen von der Injektorspitze, die Koordinaten des Strahlschwerpunktes S (x_S/y_S) definiert, der als Radi-

us r_T um die Injektorachse aufgefasst werden kann.

$$r_T = \sqrt{x_S^2 + y_S^2} \quad (3.2)$$

Dies ist möglich, da der Strahlschwerpunkt S durch Rotation des Spritzloches im Ventilsitz um die Injektorachse auf jede gewünschte Kombination aus x_S und y_S mit Radius r_S ausgerichtet werden kann. Abbildung 3.2 zeigt die Definition dieses Targeting Radius r_T anhand des schematischen Zweilochinjektors.

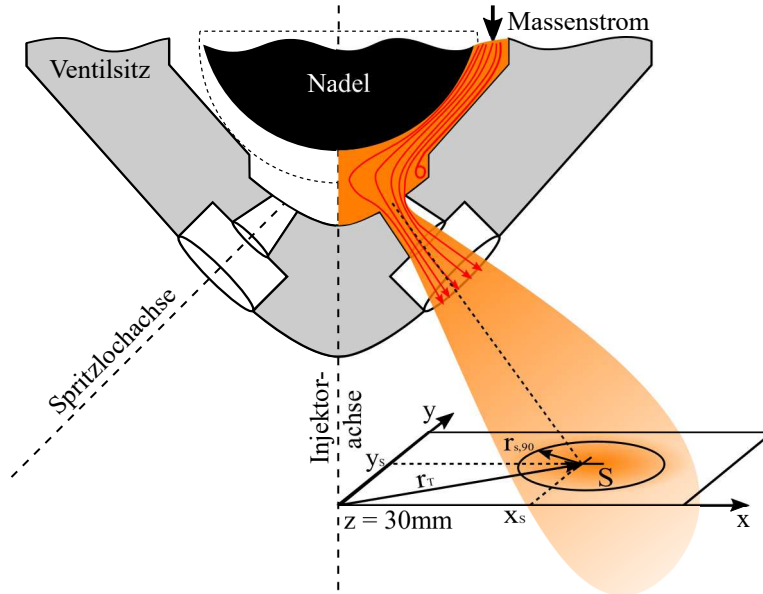


Abb. 3.2 Visualisierung der Einschränkungen Targeting Radius r_T und Massenstrom \dot{m} anhand der schematischen Grafik eines Zweilochinjektors.

Die Sensitivitäten der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T auf die Zielfunktionen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P wird als hoch eingeschätzt. Für eine gute Vergleichbarkeit der Zielgrößen werden deshalb enge Toleranzen für die Einschränkungen gewählt. Die Nominalwerte für den Massenstrom \dot{m} und den Targeting Radius r_T sind hierbei typisch für ein Mehrlochventil eines BDE-Brennverfahrens.

- Toleranz für den Massenstrom $\dot{m} = 2,25 \pm 0,05 \text{ g/s}$
- Toleranz für den Targeting Radius $r_T = 20 \pm 1 \text{ mm}$

Nach Gleichung 2.58 lässt sich das Optimierungsproblem ① dieser Arbeit folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned}
&\text{zu minimieren: } f_\tau(\mathbf{x}), f_P(\mathbf{x}) \\
&\text{unter Einhaltung von: } \dot{m}(\mathbf{x}) = 2,25 \text{ g/s} \pm 0,05 \text{ g/s} \\
&\quad r_T(\mathbf{x}) = 20 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm} \\
&\quad x \in \Omega
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Folgende Definition für die Bezeichnung eines Geometrievektors wird in dieser Arbeit verwendet:

Definition 3.1. Eine *valide* Evaluierung besagt, dass zu einem Geometrievektor die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P und die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T durch den CFD- Simulationsablauf bestimmt werden konnten. Eine *gültige* Evaluierung erfüllt darüber hinaus zusätzlich die Werte der beiden Einschränkungen, d.h. der Massenstrom \dot{m} des Geometrievektors ist innerhalb von $2,25 \pm 0,05 \text{ g/s}$ und der Targeting Radius r_T des Geometrievektors liegt innerhalb von $20 \pm 1 \text{ mm}$.

3.2.3 Suchraum

Der Geometrievektor \mathbf{x} dieser Arbeit setzt sich aus den für wesentlich erachteten geometrischen Größen eines Ventilsitzes zusammen, siehe Abbildung 3.3. Folgende neun Größen der Ventilsitzgeometrie werden in dieser Arbeit untersucht:

- Spritzloch:
 - Durchmesser d_{SL}
 - Länge l_{SL}
 - Konizität ψ_{SL}
- Vorstufe:
 - Durchmesser d_{VS}
 - Länge l_{VS}
- Ventilsitz:
 - Wandstärke $l_{WS} = l_{SL} + l_{VS}$
 - Höhe der Abstufung h_{ST}
- Spritzloch-Richtung:
 - Radialer Neigungswinkel α
 - Tangentialer Neigungswinkel β
- Nadelhub h_{NH}

Somit lautet der Variablenvektor \mathbf{x} :

$$\mathbf{x} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \\ x_7 \\ x_8 \\ x_9 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{ST} \\ \beta \\ \alpha \\ h_{NH} \\ d_{VS} \\ \psi \\ d_{SL} \\ l_{SL} \\ l_{WS} \end{bmatrix} \tag{3.4}$$

Nachfolgend werden alle neun Geometrieparameter ($d = 1, 2, \dots, 9$) auf den in der statistischen Versuchsplanung und Optimierung, siehe Kapitel 6 und Kapitel 7, auf-

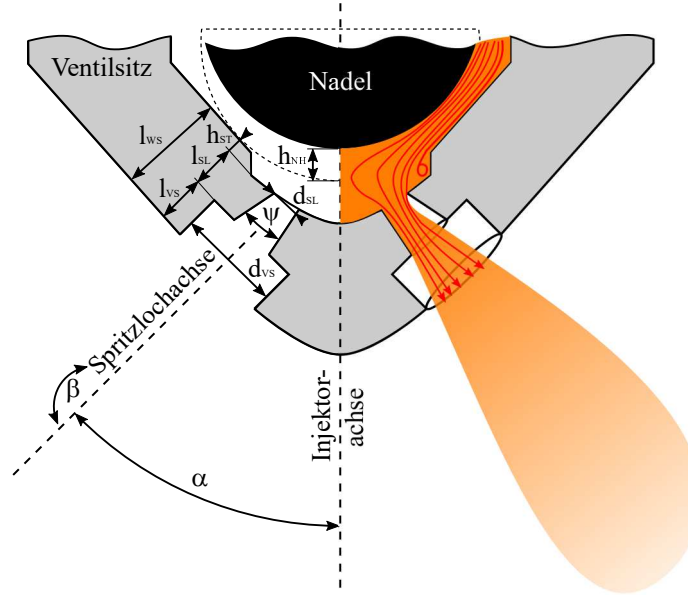


Abb. 3.3 Visualisierung des Geometrievektors anhand eines schematischen Zweilochinjektors.

tretenden Wertebereich normiert:

$$x_{d_{norm}} = \frac{x_d - x_{d_{min}}}{x_{d_{max}} - x_{d_{min}}}, \quad \text{mit } x_d^u = 0 \text{ und } x_d^o = 1 \quad (3.5)$$

Nach Gleichung 3.5 besitzt der kleinste Wert eines Geometrieparameters x_d^u den Wert 0 und der größte Wert x_d^o den Wert 1. Um Teil des Suchraumes Ω zu sein, muss der Variablenvektor \mathbf{x} außerdem die Ungleichheitsbedingungen u und Gleichheitsbedingungen g erfüllen, siehe Gleichung 2.56. Für den oben beschriebenen Geometrievektor ergeben sich drei Szenarien, die zu nicht realisierbaren Geometrien führen. Um diese von der Untersuchung auszuschließen, sind folgende drei Ungleichheitsbedingungen u_1 , u_2 und u_3 definiert:

1. Mindestlänge der Vorstufe u_1 : $l_{WS} - l_{SL} \geq c_1$
2. Vorstufendurchmesser größer als die Summe des Durchmessers am Spritzlochaustritt und ein Toleranzmaß u_2 : $d_{VS} - d_{SLA} \geq c_2$
3. Mindestaustrittsdurchmesser des Spritzloches u_3 : $d_{SLA} \geq c_3$

3.3 Theoretische Betrachtung des Optimierungsproblems

Beim vorliegenden Optimierungsproblem ① soll gleichzeitig die Penetration P und der Strahlkegelwinkel τ minimiert werden. Dieser Zielkonflikt kann anhand einer theoretischen Betrachtung unter folgenden Annahmen erläutert werden.

- Die Form des Kraftstoffstrahls entspricht einem Kegel und
- die Phasen- und Volumenanteile des Kraftstoffes im Spray sind konstant.

Mit Hilfe dieser Annahmen kann aus dem idealisierten Volumen des Kraftstoff-Sprays V_{KS}

$$V_{KS} = \frac{1}{3} \pi h r^2 = \frac{1}{3} \pi P_{ideal} (P_{ideal} \times \tan(\tau/2))^2 \quad (3.6)$$

eine idealisierte Penetration P_{ideal} abgeleitet werden.

$$P_{ideal} = \frac{V_{KS}}{\left[\frac{1}{3} \pi (\tan(\tau/2))^2 \right]^{(1/3)}} \quad (3.7)$$

Bei einem konstanten Massenstrom \dot{m} ergibt sich zu einem bestimmten Zeitpunkt ein konstantes Sprayvolumen ($V_{KS} = c$). Der kegelförmige Kraftstoffstrahl kann entweder einen hohen Kegelwinkel und geringe Länge oder einen geringen Kegelwinkel und eine große Länge besitzen. Dieser Zielkonflikt ist in Gleichung 3.7 in Abhängigkeit der Penetration P und des Strahlkegelwinkels τ definiert und in Abbildung 3.4 dargestellt. Hierbei wird die Penetration P für vier unterschiedliche, konstante Sprayvolumen über dem Strahlkegelwinkel τ dargestellt. Sofern die getroffenen Annahmen näherungsweise erfüllt werden, ist bei der Optimierung eine hyperbelförmige Pareto-Front zu erwarten. Höhere Strahlkegelvolumen und damit höhere Massenströme \dot{m} verschieben die idealisierte Pareto-Front nach oben rechts, sodass sich die Pareto-Front vom gewünschten Punkt Utopia entfernt.

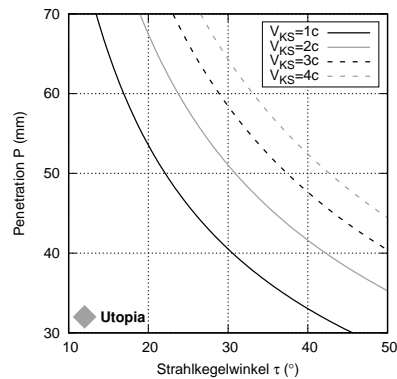


Abb. 3.4 Theoretischer, idealisierter Zusammenhang zwischen Penetration P und Strahlkegelwinkel τ .

Alle Individuen einer Pareto-Front besitzen für den Optimierungsalgorithmus nach der Pareto-Definition, siehe Gleichung 2.61, die gleiche Güte. Auf der Pareto-Front stehen jedoch die beiden konkurrierenden Zielgrößen in unterschiedlichen Verhältnissen zueinander. An den Randbereichen einer hyperbelförmigen Front muss für eine kleine Verbesserung einer Zielgröße eine deutliche Verschlechterung der zweiten Zielgröße in Kauf genommen werden. Demgegenüber besitzt die Front in der Mitte einen Bereich, in welchem beide Zielgrößen in einem ausgewogenen Verhältnis zueinander stehen, siehe Abbildung 3.5. Für die meisten technischen Problemstellungen und in dieser Arbeit ist dies der relevante Bereich. Die in Abbildung 3.5 eingezeichneten Bereichsgrenzen sind hierbei exemplarisch eingezeichnet und für reale, technische Problemstellungen fließend.

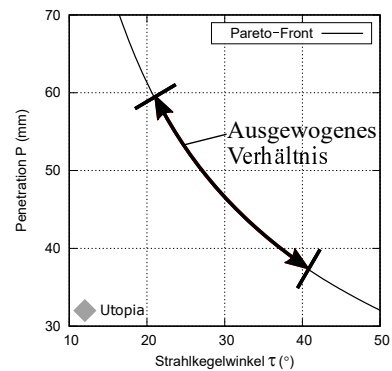


Abb. 3.5 Schematische Bereiche einer Pareto-Front.

Kapitel 4

Entwicklung und Validierung der Simulationsmethode

In diesem Kapitel werden zunächst zwei unterschiedliche Zweiloch-Injektoren eingeführt, die speziell für die Validierung der Simulationsergebnisse ausgelegt sind. Anschließend werden die Simulationseinstellungen für die Innenströmung und die Spraysimulation detailliert beschrieben, wobei zur Bewertung der Turbulenzmodellierung der Innenströmung ein URANS-Verfahren mit einem skalenauflösenden Verfahren verglichen wird. Der Vergleich zwischen den damit erzielten Simulationsergebnisse und dem Experiment erfolgt an Spraykammer-Aufnahmen der Zweiloch-Injektoren. Die Messungen liegen in Form von Long-Distance Microscope (LDM) und Schattenlicht-Aufnahmen vor. Der Abgleich zwischen experimentellen und numerischen Untersuchungen soll die Hypothese bestätigen, dass die physikalischen Effekte von der URANS-Simulation korrekt erfasst werden. Dies ist Voraussetzung zur Analyse numerischer Untersuchungen sowie der CFD-Optimierung.

4.1 Untersuchte Kenngrößen des Ventilsitzes

Erneut werden die untersuchten Geometrieparameter und charakteristische Spraygrößen anhand eines schematischen Mehrloch-Injektors in Abbildung 4.1 dargestellt.

Zur Charakterisierung eines Mehrlochventils wird oftmals das Verhältnis aus Länge zu Durchmesser des Spritzloches l_{SL}/d_{SL} gebildet. Der Vorstufendurchmesser in Relation zum Spritzlochdurchmesser d_{VS}/d_{SL} kennzeichnet den Einfluss der Vorstufengeometrie auf die Strömung. Für eine bessere Lesbarkeit werden diese Verhältnisse ohne Indizes im nachfolgenden Teil dieser Arbeit nach Gleichung 4.1 angegeben.

$$\begin{aligned}l/d &= l_{SL}/d_{SL} \\ D/d &= d_{VS}/d_{SL}\end{aligned}\tag{4.1}$$

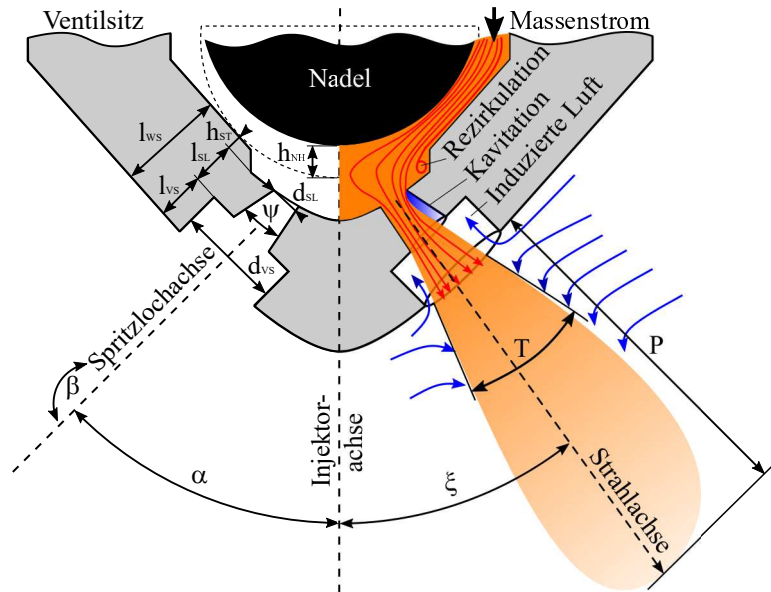


Abb. 4.1 Schematische Grafik eines Zweiloch-Injektors. Die linke Seite des Schnittbildes zeigt die untersuchten Geometrieparameter, während die rechte Seite eine typische Strömung und daraus abgeleitete Größen darstellt.

Neben geometrischen Größen stellt Abbildung 4.1 für das rechte Spritzloch die Innenströmung und den Kraftstoffstrahl schematisch dar. Im engen Spalt zwischen Ventilsitz und Nadel beschleunigt die Strömung. An der Abstufung des Ventilsitzes löst diese ab und es bildet sich ein Rezirkulationsgebiet. Beim Eintritt in das Spritzloch wird das Fluid stark umgelenkt und erneut beschleunigt. Im Spritzloch kann Kavitation auftreten, deren Lage maßgeblich von den Spritzlochneigungswinkeln α bzw. β und der Konizität ψ abhängt [50], [51], [133].

Der Strahlkegelwinkel τ gibt den dreidimensionalen Ausbreitungswinkel des Kraftstoffstrahls an, welcher sowohl bei der simulativen als auch bei der messtechnischen Auswertung idealisiert als kegelförmig angenommen wird. Die Distanz zwischen Nullpunkt des Injektors und der Spitze des Kraftstoffstrahls ergibt die Penetration P . Zur Erfassung der Penetration P wird bei der Messung ein Schwellwert für die Graustufe verwendet. Demgegenüber stellt die simulierte Penetration den (Halb-) Kugelradius dar, in welchem sich 95% der eingespritzten Kraftstoffmasse befindet. Der Schwellwert von 95% wurde aufgrund einer hohen Robustheit bei gleichzeitig guter Übereinstimmung mit dem Experiment gewählt.

Die *Strahlrichtung* ξ wird hauptsächlich durch die Richtung der Spritzlochachse bestimmt. Aufgrund der asymmetrischen Einströmung, stochastischen Schwankungen der stark turbulenten Strömung, Kavitation und Ablösung weicht diese in der Regel jedoch von der Spritzlochachse ab.

4.1.1 Untersuchte Zweiloch-Injektoren

Die speziell für diese Untersuchung aufgebauten Zweilochmuster bieten im Vergleich zu seriennahen Injektoren mit typischerweise fünf bis sieben Löchern deutliche Vorteile bei der Charakterisierung des Einzelstrahls. Zusätzlich befinden sich die beiden Spritzlöcher im Ventilsitz gegenüber, d.h. der Winkel zwischen den Spritzlöchern auf dem Locheintrittskreis beträgt 180° . Beide Spritzlöcher und Kraftstoffstrahlen können somit in einer gemeinsamen Ebene visualisiert und ausgewertet werden. Des Weiteren minimiert dieser maximale Lochabstand die Strahl-zu-Strahl Interaktion im Ventilsitz und im Kraftstoffspray.

Die Funktionsweise und die charakteristischen Geometriegrößen der Zweiloch-Injektoren entsprechen denen eines Serieninjektors, siehe Tabelle 4.1. Die Injektoren teilen den gleichen Ventilsitz, d.h. den gleichen Nadelhub h_{NH} , die gleiche Höhe der Abstufung h_{ST} und die gleiche Wandstärke l_{WS} . Die Injektoren unterscheiden sich ausschließlich in der Lochlänge l_{SL} (und damit auch der Vorstufenlänge l_{VS}), sodass das l/d -Verhältnis für den ersten Injektor, Injektor A, ungefähr 1 und für den zweiten Injektor, Injektor B, ungefähr 1,5 beträgt. Vorangegangene Untersuchungen haben den Einfluss unterschiedlicher l/d -Verhältnisse auf den Strahlkegelwinkel τ , den Strahlrichtungswinkel ξ , die Penetration P , die Strahlform und das Aufbruchverhalten gezeigt, siehe z.B. [120], [125], [127], [131].

Beide Injektoren haben jeweils Spritzlöcher mit einem radialen Neigungswinkel α von 10° und 50° gegenüber der Injektorachse. Diese stark unterschiedlichen Richtungsvektoren beeinflussen das Einströmverhalten in die Spritzlöcher und somit ebenfalls Phänomene, wie beispielsweise Kavitation, Ablösung, Strahlrichtungswinkel ξ und Strahlkegelwinkel τ . Nachfolgend wird das Spritzloch mit radialem Neigungswinkel α von 10° als SL 1 und das Spritzloch mit α von 50° als SL 2 bezeichnet.

Tabelle 4.1 Übersicht der geometrischen Unterschiede der Zweiloch-Injektoren.

	Injektor A		Injektor B	
	SL 1	SL 2	SL 1	SL 2
α	10°	50°	10°	50°
l/d	≈ 1	≈ 1	$\approx 1,5$	$\approx 1,5$
D/d	$\approx 2,5$	$\approx 2,5$	$\approx 2,5$	$\approx 2,5$

4.1.2 Spraykammermessungen

Mit Hilfe optischer Messtechnik wird die Strahlcharakteristik der Einspritzung in eine Spraykammer mit konstantem Volumen erfasst. Diese Methode ist in zahlrei-

chen Studien erfolgreich angewendet worden, siehe z.B. [61], [121], [125], [130], [134]–[136]. Die Einflüsse der Ladungsbewegung, der Brennraumtemperatur und der Brennraumgeometrie werden hierbei nicht erfasst. Der abstrahierte Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Bei dem Gegenlicht-Verfahren ist eine planare Lichtquelle inkl. Streulichtscheibe auf entgegengesetzter Seite zur Kamera positioniert. Der Kraftstoffstrahl absorbiert bzw. reflektiert das Licht, sodass der Sensor der Kamera vom Spray abgeschattet wird, siehe Abbildung 4.2 (a). In Abbildung 4.2 (b) ist ein exemplarischer Aufbau für die LDM-Messungen dargestellt. Hierbei stellt eine Laserdiode die Lichtquelle dar, deren gebündelter und zielgerichteter Lichtimpuls eine ausreichende Lichtintensität innerhalb der kurzen Aufnahmezeit zur Verfügung stellt.

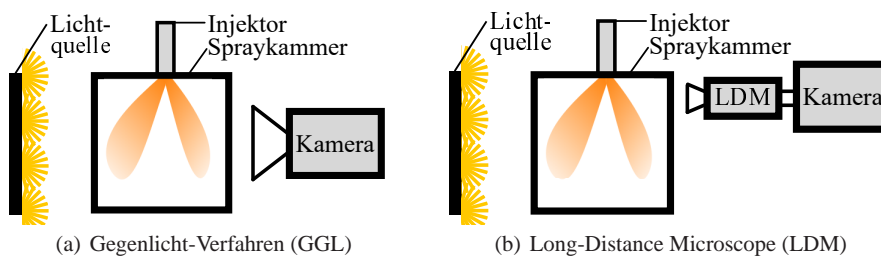


Abb. 4.2 Prinzipieller messtechnischer Aufbau der Spraykammerversuche. Links ist der Aufbau für GGL-Messungen und rechts für LDM-Messungen skizziert.

Die Einspritzung wird in dieser Arbeit mit einem Kraftstoffdruck von 200 bar und einer Kraftstofftemperatur von 25°C durchgeführt. Die Kraftstofftemperatur wird über die Temperatur des Injektorschafes gemessen und geregelt. Aufgrund der hohen Verweilzeit wird die Temperatur des Kraftstoffes als identisch zur Schafittemperatur angenommen. Der Druck in der mit Stickstoff (N_2) gefüllten Kammer beträgt 1 bar bei einer Temperatur von 25°C. Somit wird eine Einspritzung in Umgebungsbedingung untersucht, wie sie im Ansaugtakt eines homogenbetriebenen, ungedrosselten Ottomotors mit Benzin-Direkt-Einspritzung auftritt.

Die Gegenlicht-Aufnahmen erfassen mit einem räumlichen Ausschnitt von ca. 124 mm × 100 mm die Entwicklung der Spraystrahlen über die gesamte Einspritzdauer. Die optische Auflösung beträgt hierbei ungefähr acht Pixel pro Millimeter. Zusätzlich zu dem großen Bildausschnitt ermöglicht die Aufnahmezeit von 25 kHz eine zeitlich aufgelöste Bestimmung der Strahlcharakteristika, wie z.B. der Penetration P . Eine Messreihe umfasst ungefähr 20 Einspritzungen bei gleichbleibenden Bedingungen, sodass Schuss-zu-Schuss Unterschiede zwischen einzelnen Einspritzungen erfasst werden. In Abbildung 4.3 sind große Penetrationsunterschiede zwischen zwei Einzelaufnahmen des Injektors A zum gleichen Zeitpunkt nach Einspritzbeginn zu sehen.

Gemittelte Aufnahmen sind für die Charakterisierung der Kraftstoffstrahlen repräsentativer und eignen sich zudem besser für einen Vergleich mit Simulationsergeb-

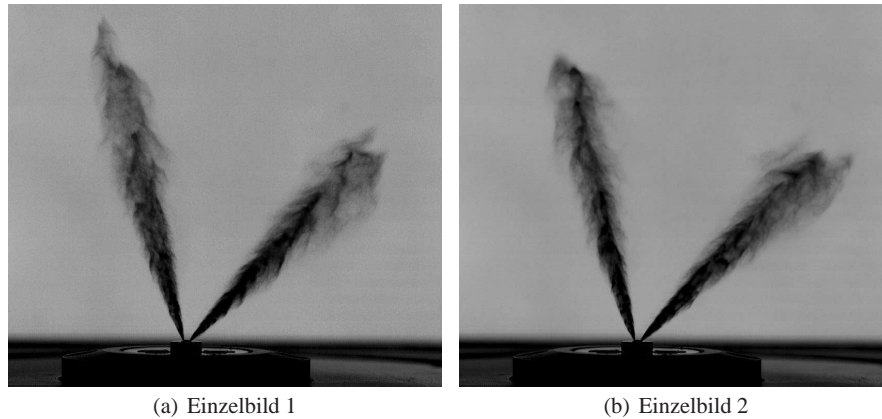


Abb. 4.3 Zwei exemplarische Gegenlicht (GGL)-Aufnahme für den Injektor A jeweils zum Zeitpunkt 0,8 ms [137].

nissen. Hierzu werden die 20 Aufnahmen jeweils zum gleichen Zeitpunkt gemittelt, sodass sich glatte Übergänge des Grauwertes ergeben, vgl. Abbildung 4.4.

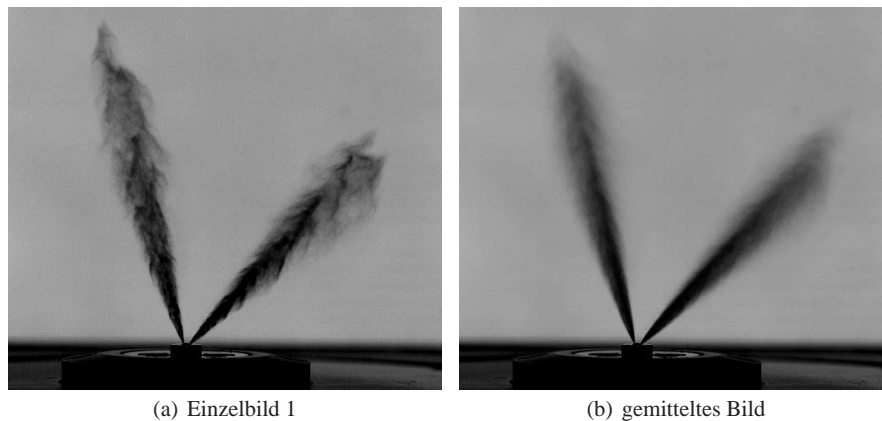


Abb. 4.4 Exemplarische Gegenlicht (GGL)-Aufnahme für den Injektor A zum Zeitpunkt 0,8 ms [137].

Der Austritt des Kraftstoffstrahls aus der Vorstufe wird mittels hochfrequenter LDM-Messungen des Injektor-Nahfeldes beurteilt. Je nach Größe des gewählten Bildausschnittes wird mit einer Aufnahme Frequenz von bis zu 100 kHz und einer optischen Auflösung von bis zu 300 Pixeln pro Millimeter gemessen. In Abbildung 4.5 sind die LDM-Aufnahmen der vier Einspritzstrahlen über 1 ms, d.h. 100 Einzelbilder, gemittelt dargestellt, vgl. [116].

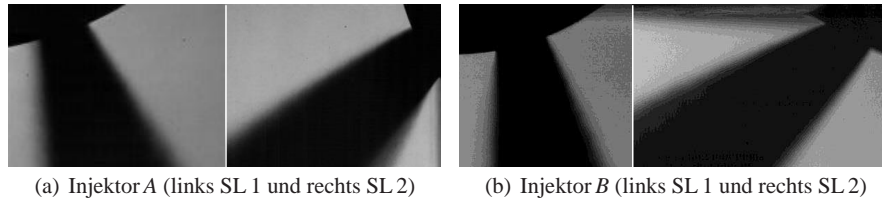


Abb. 4.5 Gemittelte LDM-Aufnahmen der Strahlwurzel der untersuchten Zweiloch-Injektoren [137].

4.2 Simulation der Innenströmung

Die Simulation der Injektorinnenströmung wird mit der kommerziellen Software ANSYS CFX durchgeführt, welche die Anforderungen an die Modellierung einer Zweiphasen- und Zweikomponentenströmung erfüllt, siehe Kapitel 2.2. Es wird angenommen, dass durch die große axiale Länge des Ventilschaftes, siehe Abbildung 1.4, im Verhältnis zum Ringspaltquerschnitt die Strömungsrichtung normal zum Ventilsitzeintritt ist. Aufgrund dieser Annahme, kann das Rechengebiet durch Initialisierung des Strömungsfeldes am Eintritt in den Ventilsitz reduziert werden. Um die Rückkopplung des Kraftstoffsprays auf die Innenströmung zu erfassen, enthält das Rechengebiet zusätzlich zum durchströmten Ventilsitz einen Teil des Zylindervolumens. Hierbei wird die Euler'sche Betrachtungsweise beibehalten und es findet keine Modellierung der Tropfen, des Zerfalls, der Verdampfung oder Ähnlichem statt.

Das Rechengebiet und die zugehörigen Randbedingungen sind in Abbildung 4.6 (a) dargestellt. Zwischen Eintritts- und Austrittsflächen wird eine Druckdifferenz von 199 bar aufgeprägt. Bei der Simulation wird eine isotherme und inkompressible Beschreibung verwendet, d.h. die Temperatur und die Dichte der Fluide sind konstant. Zur Abbildung der Kavitation wird in allen durchgeführten Simulationen der Düseninnenströmung das Rayleigh-Plesset Modell [53] eingesetzt. Die Strömungsfelder werden jeden zehnten Simulationszeitschritt gespeichert, sodass diese mit einer Frequenz von 1 MHz vorliegen. Zusätzlich wird die Geschwindigkeit, der Massenstrom, der Strahlkegelwinkel und der Strahlrichtungswinkel am Austritt des Spritzloches und der Vorstufe zu jedem Simulationszeitschritt ausgewertet. Diese hohe zeitliche Auflösung erlaubt eine statistische Analyse auftretender Fluktuationen.

4.2.1 Diskretisierung

Ausgehend von den Geometriedaten der Zweiloch-Injektoren wird das Rechengebiet im ersten Schritt diskretisiert. Die Gittergenerierung erfolgt mit der Software ANSYS ICEM CFD, die sich zur Erstellung blockstrukturierter Hexaeder-Netze

für CFD-Anwendungen etabliert hat. Ein Vorteil der Blockstruktur ist, dass diese auf ähnliche Geometrien übertragen werden kann. Der Unterschied zwischen Injektor *A* und Injektor *B* besteht ausschließlich in der Länge der Spritzlöcher, vgl. Tabelle 4.1. Somit können beide Injektoren die gleiche Netztopologie teilen und besitzen demzufolge eine nahezu identische Netzauflösung und -qualität. Dies erlaubt die Beschreibung der Diskretisierung nachfolgend auf Injektor *A* zu beschränken. Abbildung 4.6 (b) zeigt die erste Stufe der Diskretisierung, die das Rechengebiet in 304 Blöcke unterteilt.

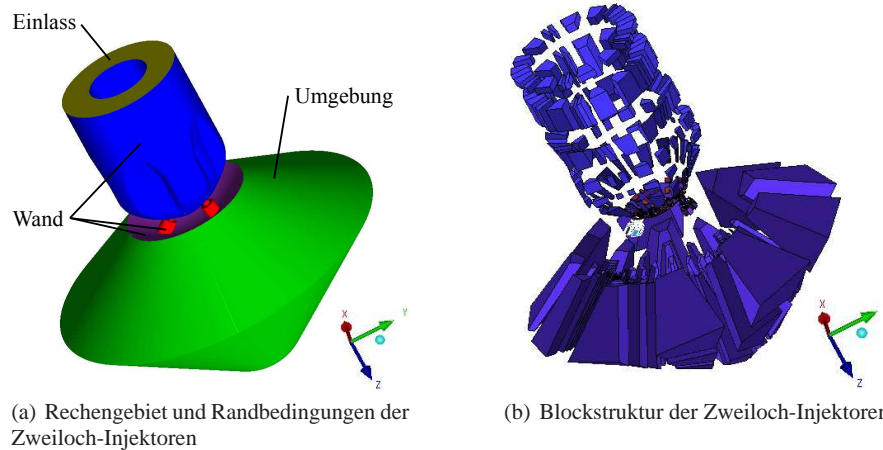


Abb. 4.6 Rechengebiet und Blockstruktur der Zweiloch-Injektoren.

Zuerst werden die Kanten der Blöcke mit der Geometrie assoziiert. Anschließend wird sowohl die Anzahl an Knotenpunkten als auch deren Verteilung auf den Kanten definiert. Große Gradienten der Strömung sind insbesondere im Bereich des Ventilsitzes und der Spritzlöcher zu erwarten, sodass in diesen Bereichen eine hohe Gitterauflösung gewählt wird. Zur Diskretisierung der Spritzlöcher und der Vorstufen werden deshalb zwei „O-Topologien“ eingesetzt. Diese Methode der Blockerstellung ermöglicht eine explizite Kontrolle über die Gitterauflösung im Spritzlochzentrum und in Wandnähe, siehe Abbildung 4.7 (a). Insgesamt besteht das diskretisierte Rechengebiet aus ca. 7,2 Millionen Hexaeder-Volumenelementen, wobei die Diskretisierung im Spritzloch und in der Vorstufe durch folgende Größen charakterisiert ist:

- Knoten pro Spritzloch: ca. 160.000 (Injektor *A*)
- Knoten pro Vorstufe: ca. 700.000 (Injektor *A*)
- Höhe der wandnächsten Zelle: $0,5\ \mu\text{m}$
- Durchschnittliche Kantenlänge entlang der Lochachse: ca. $4\ \mu\text{m}$

Abbildung 4.7 (b) veranschaulicht das strukturierte Hexaeder-Gitter mit Wandverfeinerung und „O-Topologie“ im Schnitt durch SL 1 von Injektor *A*.

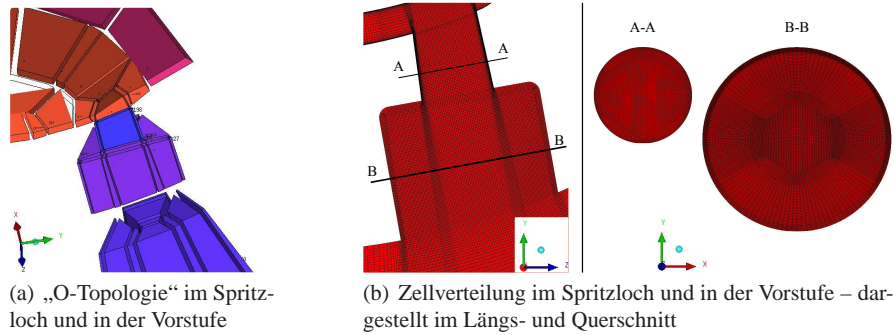


Abb. 4.7 Blockstruktur im SL 1 von Injektor A (a) und die daraus resultierenden Rechengitter (b).

Neben einer guten Auflösung ist ebenfalls eine hohe Qualität des Gitters für den CFD-Löser erforderlich. Tabelle 4.2 listet die überprüften Kriterien auf und zeigt die hohe Qualität der Diskretisierung. Im Bereich der Nadelführung treten sehr enge Spalte auf, entsprechend schwierig ist deren Diskretisierung. Aufgrund der langsamen und gerichteten Strömung in diesen Bereichen können dort auch Elemente mit geringerer Qualität (z.B. Seitenverhältnisse größer als 50) akzeptiert werden.

Tabelle 4.2 Überprüfte Kriterien zur Kontrolle der Gitterqualität der Zweiloch-Injektoren [138].

Kriterium	Anforderung	Minimal	Maximal	Mittelwert
Determinante (-) ^a	> 0,1	0,20	1,00	0,94
Volumenänderung (-) ^b	< 20	0,96	13,1	1,15
Seitenverhältnis (-) ^c	< 1.000	1,00	372	2,86
Kleinster Winkel (°) ^d	> 10	23,3	89,6	74,9
Asymmetrie (-) ^e	> 0,2	0,38	1,00	0,94

^a Kleinste zu größte Jacobi-Determinante

^b Zellvolumen zu größter Nachbarzelle

^c Längste zu kürzeste Kantenlänge

^d Kleinster innerer Elementwinkel

^e Asymmetrie zw. Flächennormale und Vektor vom Zentrum zur Flächenmitte

4.2.2 Simulationseinstellungen

Die Simulation der Innenströmung wird sowohl mit dem RANS-Turbulenzmodell als auch mit der hybriden SBES-Modellierung durchgeführt, vgl. Kapitel 2.1. Im Spritzloch, in der Vorstufe und im Injektor-Nahfeld treten hohe Geschwindig-

keitsgradienten an der Phasengrenzfläche zwischen Luft und Kraftstoff auf, die maßgeblich zum Strahlaufbruch beitragen. Ziel des eingesetzten hybriden SBES-Turbulenzmodells ist es, mit vertretbarem Rechenaufwand die großskalige Turbulenz entlang der Spritzlochachsen zu simulieren und damit deren Auswirkung zu erfassen. Die zeitliche Mittelung des Strömungsfeldes erlaubt den Vergleich mit einer URANS-Simulation und überprüft die Genauigkeit der RANS-Modellierung. Dieser Vergleich ermöglicht die Bewertung der beiden Ansätze hinsichtlich ihrer Eignung zur Vorhersage gemittelter Größen der Innenströmung.

Die URANS-Simulation wird mit dem, in Kapitel 2.1.2 beschriebenen, $k - \omega - SST$ -Turbulenzmodell in ANSYS CFX durchgeführt. Der Simulationszeitschritt Δt bei der transienten RANS-Simulation beträgt $1e - 7$ s, sodass zur Simulation eine repräsentative Einspritzdauer von 0,1 ms 1.000 Zeitschritte notwendig sind. Zur Entwicklung eines aussagekräftigen Strömungsfeldes werden zusätzliche 250 Zeitschritte zu Beginn simuliert, jedoch nicht zur Bildung gemittelter Größen verwendet. Das Konvergenzkriterium der inneren Iterationen beträgt $1e - 4$, wobei mindestens drei und maximal zehn Iterationen pro Zeitschritt zulässig sind.

Exemplarisch wird anhand des Massenstroms untersucht, ob die Lösung ab dem 251. Zeitschritt unabhängig der Initialisierung ist. Hierzu zeigt Abbildung 4.8 (a) die zeitlich aufgelösten Massenstrom-Signale am Eintritt in das Rechengebiet und jeweils am Vorstufenaustritt des Injektors A. Zur Visualisierung statistischer Größen einer Wertereihe eignet sich die „Box-Plot“-Darstellung, siehe Abbildung 4.8 (b). Eine detaillierte Beschreibung der „Box-Plot“-Methode findet sich z.B. in [139]. In dieser Arbeit stellt die untere Box die Spanne zwischen dem 25%-Perzentil-Wert und dem Medianwert dar, die obere Box umfasst alle Daten zwischen Medianwert und 75%-Perzentil-Wert. Innerhalb der beiden Antennen liegen 90% der Datenpunkte. Die verbleibenden 10% der Datenpunkte der Wertereihe sind punktförmig als Ausreißer gekennzeichnet.

Am Eintritt von Injektor A herrscht ein nahezu konstanter Massenstrom, während an den Vorstufenaustritten der jeweiligen Spritzlöcher eine deutlich erhöhte Massenstromfluktuation zu erkennen ist. Die Medianwerte und die Größen der einzelnen Boxen ändern sich ab dem 251. Zeitschritt nur noch unwesentlich.

Analog zu Injektor A zeigt Abbildung 4.9 (a) die zeitlich aufgelösten Massenstrom-Signale am Eintritt in das Rechengebiet und jeweils am Vorstufenaustritt des Injektors B. Auch am Eintritt von Injektor B herrscht ein nahezu konstanter Massenstrom, demgegenüber zeigt insbesondere Spritzloch 2 hohe Fluktuationen. Um den 250. Zeitschritt sind die anfänglichen Fluktuationen für beide Spritzlöcher abgeklungen, jedoch steigen diese für Spritzloch 2 um den 400. Zeitschritt erneut stark an. So übersteigen die Antennen des „Box-Plot“ in Abbildung 4.9 (b) für Spritzloch 2 des 251. bis 500. Zeitschritt die gesamte dargestellte Massenstromspanne von $2.5 (g/s)$ bis $3 (g/s)$. Dies deutet auf eine numerische Instabilität hin, welche vom später angewendeten Optimierungsprozess erkannt und entsprechend berücksichtigt werden muss, siehe Kapitel 5.

Ausgenommen der hohen Fluktuationen des Massenstroms von Spritzloch 2 des Injektors B ändern sich die Medianwerte und die Größen der einzelnen Boxen ab dem 251. Zeitschritt für beide Zweiloch-Injektoren nur noch unwesentlich, siehe

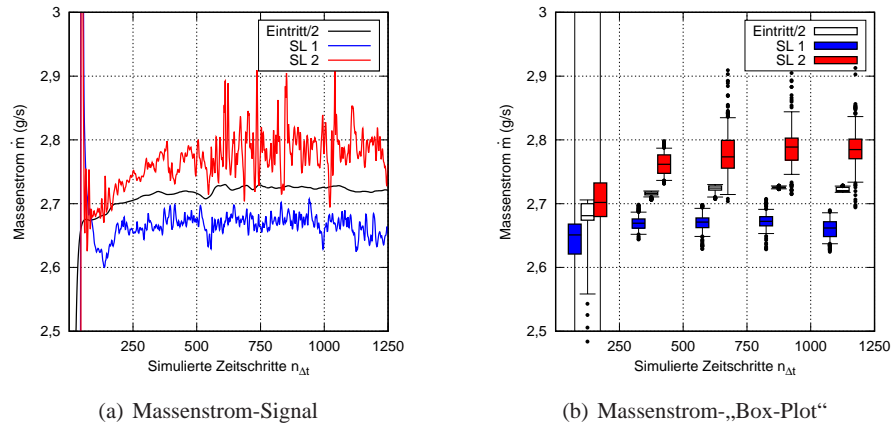


Abb. 4.8 Initialisierung des Strömungsfeldes anhand der auftretenden Massenstromfluktuationen für Injektor A.

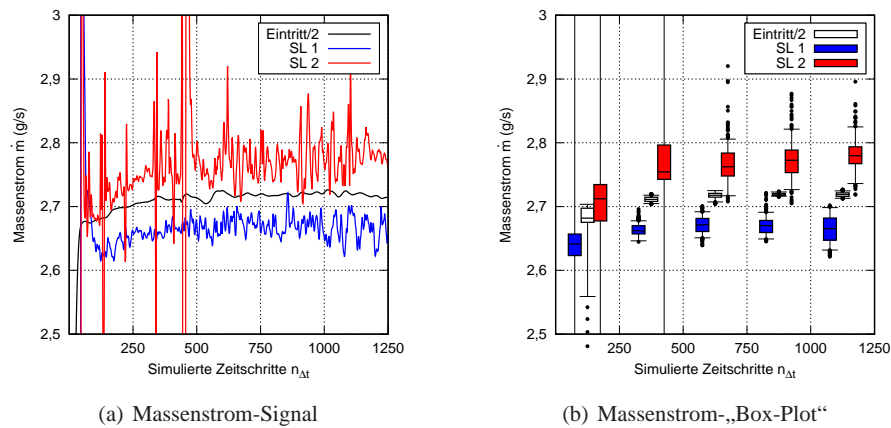


Abb. 4.9 Initialisierung des Strömungsfeldes anhand der auftretenden Massenstromfluktuationen für Injektor B.

Abbildungen 4.8 und 4.9. Daraus ergibt sich, dass eine ausreichende Anzahl an Zeitschritten zur Initialisierung des Strömungsfeldes berücksichtigt wird. Für beide Injektoren zeigt das Spritzloch 1 mit einem radialen Neigungswinkel α von 10° im Mittel einen um ca. drei bis vier Prozent geringeren Massenstrom als Spritzloch 2 mit einem radialen Neigungswinkel α von 50° .

Abbildung 4.10 zeigt die Verteilung der Root Mean Square (RMS)-Residuen für die Erhaltungsgleichungen der Masse und des Impulses. Bei beiden Simulationen stellt das Konvergenzkriterium von $1e-4$ bei einem Großteil der Zeitschritte das Abbruchkriterium der inneren Iterationen dar und nicht die vorgegebene maxima-

le Anzahl an Iterationen. Die Konvergenz ist somit als gut zu bewerten. Sie kann aufgrund verfügbarer Rechenressourcen und der Komplexität der zu lösenden Strömung jedoch nicht in 100% der Zeitschritte eingehalten werden.

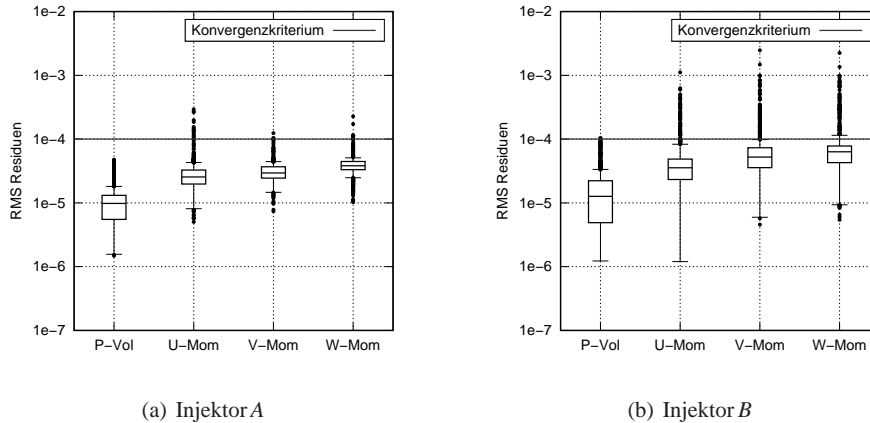


Abb. 4.10 Statistische Auswertung der RMS-Residuen über 1.000 Zeitschritte zeigen das Konvergenzverhalten der URANS-Rechnungen auf.

Bei der hybriden, skalenauflösenden SBES-Simulation wird ein Simulationszeitschritt Δt von $4e - 9$ s angewendet, sodass zur Simulation einer repräsentativen Einspritzdauer von 0,1 ms 25.000 Zeitschritte benötigt werden. Das Strömungsfeld wird jeweils mit dem Zustand der URANS-Lösung zum letzten Simulationszeitschritt initialisiert. Die ersten 6.250 Zeitschritte der skalenauflösenden Simulation werden nicht in der Auswertung berücksichtigt und dienen zur Transition der Strömung von URANS auf SBES, sodass die Anzahl insgesamt notwendiger Zeitschritte auf 31.250 ansteigt. Die Transitionszeit entspricht einer physikalischen Zeit von 0,025 ms, die ausreicht um das Spritzloch und die Vorstufe ca. zehn Mal zu durchströmen.

Analog zu den Ergebnissen der URANS-Simulationen zeigt Abbildung 4.11 die RMS-Residuen für die Ergebnisse der SBES-Turbulenzmodellierung. Auch bei dieser skalenaufgelösten Simulation stellt das definierte Konvergenzkriterium von $1e - 4$ das dominierende Abbruchkriterium der inneren Iterationen dar, wobei bei der SBES-Simulation die maximal zulässige Anzahl an Iterationen pro Zeitschritt auf sieben festgelegt ist. Erneut zeigen die Residuen für Injektor B eine höhere Fluktuation als für Injektor A. Tendenziell wird für Injektor B somit häufiger die maximal zulässige Anzahl an inneren Iterationen als Abbruchkriterium herangezogen. Zusammenfassend lassen sich die Simulationseinstellungen hinsichtlich statistischer Konvergenz des Massenstromsignals und Konvergenz der inneren Iterationen als geeignet zur Simulation der vorliegenden Ventilsitzgeometrie bezeichnen.

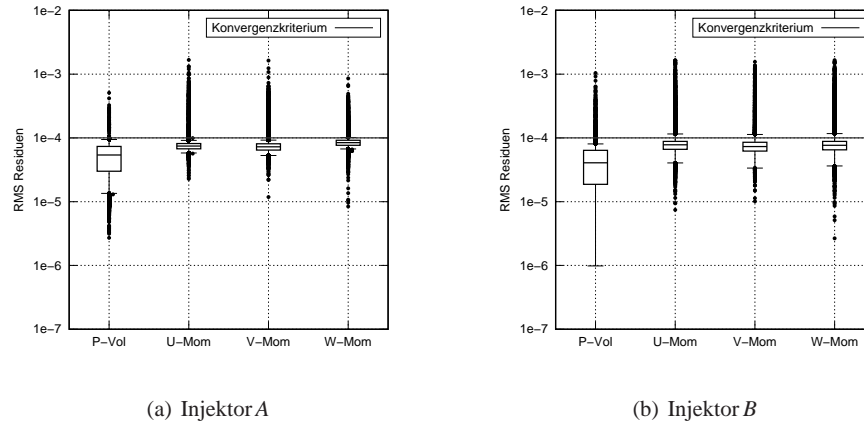


Abb. 4.11 Statistische Auswertung der RMS-Residuen über 25.000 Zeitschritte zeigen das Konvergenzverhalten der SBES-Rechnungen auf.

Darüber hinaus besitzen sowohl die URANS- als auch die SBES-Simulationen ein robustes, stabiles Simulationsverhalten.

4.2.3 Überprüfung der hybriden SBES-Turbulenzmodellierung

Bei der hybriden Simulation muss sichergestellt werden, dass das gewünschte Turbulenzmodell an den entsprechenden Stellen im Strömungsgebiet angewandt wird. Nach Gleichung 2.26 wird die Turbulenz bei einem Wert $f_S = 1$ vollständig mit der LES-Methode und bei einem Wert $f_S = 0$ mit der RANS-Methode modelliert. Die RANS-Modellierung sollte hauptsächlich in der Nähe von Wänden angewendet werden und die großen Wirbel der Hauptströmung per LES-Methode aufgelöst werden. In Abbildung 4.12 (a)(b) ist der Wert der Shielding Funktion f_S zum letzten Simulationszeitschritt für den Injektor A und Injektor B abgebildet. Hierbei ist der gewünschte Einsatz der Shielding Funktion in der Nähe der Ventilsitzwände zu erkennen. Wird zusätzlich der zeitlich gemittelte Anteil der Kraftstoffphase in Abbildung 4.12 (c)(d) betrachtet, ist zu erkennen, dass die Bereiche des Kraftstoff-Kernstrahls und des Phasenübergangs für beide Injektoren, wie erwünscht, mit LES berechnet werden.

Zur Analyse der numerischen Behandlung der Turbulenz im LES-Bereich werden die Geschwindigkeitssignale jeweils am Mittelpunkt des Spritzlochaustritts mittels Fourier-Analyse in ihre Frequenzanteile zerlegt. Prinzipiell lässt sich das Energiespektrum in drei Bereiche aufteilen [17], [20]:

1. Grobkalenbereich: Große Wirbel besitzen die größte kinetische Energie
2. Trägheitsbereich: Zerfall großer in kleinere, energieärmere Wirbel

3. Dissipationsbereich: Dissipation dominiert bei kleinen Skalen; Energiegehalt nimmt stark ab

Die Fourier-Zerlegung erlaubt die Auftragung der Energiespektraldichte E über der Frequenz f des Geschwindigkeitssignals. Nach der Turbulenztheorie von Kolmogorov [140] mit der Annahme einer homogenen, isotropen Turbulenz beträgt die Steigung k im Trägheitsbereich bei der gewählten doppellogarithmischen Darstellung $-5/3$, siehe z.B. [19], [20]. Abbildung 4.13 stellt die Energiespektraldichten E über der Frequenz f der Wirbel des Injektors A dar. Die Energiespektraldichten E der Geschwindigkeiten im Mittelpunkt der Spritzlochaustritte folgen bis zu hohen Frequenzen f der eingezeichneten Geraden mit theoretischer Steigung $-5/3$. Wäre das Smagorinsky-Turbulenzmodell im LES-Bereich bei der Modellierung großskaliger Wirbeln vom ANSYS CFX-Löser eingesetzt worden, würde sich eine dissipativere Strömung einstellen [20]. Dies wäre in Abbildung 4.13 an einem Abfallen der Energiespektraldichte E von der $-5/3$ -Geraden im Trägheitsbereich zu erkennen, z.B. bei einer Frequenz von $1e7$. Da ein solcher Abfall nicht auftritt, ist die im Spritzlochzentrum verwendete Gitterauflösung und die SBES-Simulationseinstellungen in der Lage einen Großteil der Energiekaskade aufzulösen. Der hybride Ansatz zur Modellierung der Turbulenz erfüllt somit die Erwartungen. Analog kann auch für den Injektor B eine gute Übereinstimmung zwischen Turbulenztheorie und durchgeführter SBES-Simulation festgestellt werden, siehe Energiekaskaden an den Spritzlochaustritten für Injektor B in Abbildung 4.14.

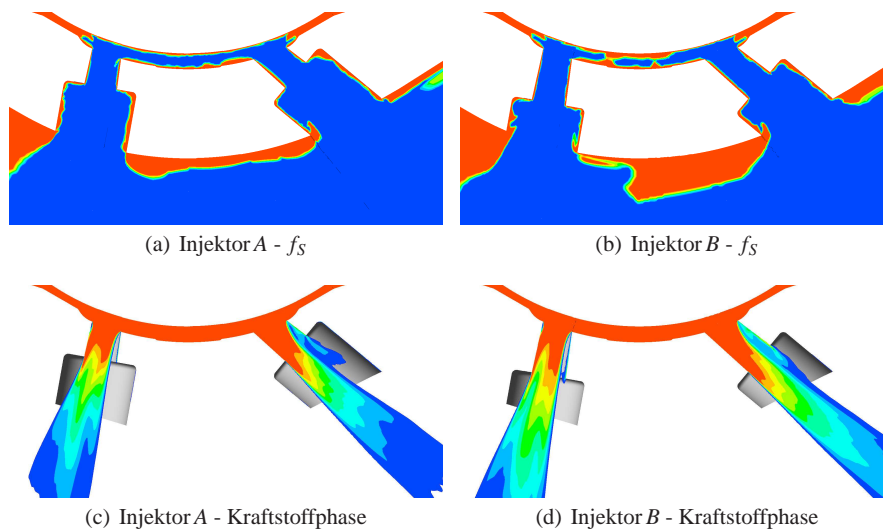


Abb. 4.12 Der Wert der Shielding Funktion f_S zeigt die Aufteilung des Rechengebietes in Zonen der RANS- und der LES-Modellierung (oben). Anteil der Kraftstoffphase zeigt, dass die Phasengrenzfläche wie gewünscht im Bereich der LES-Modellierung liegt.

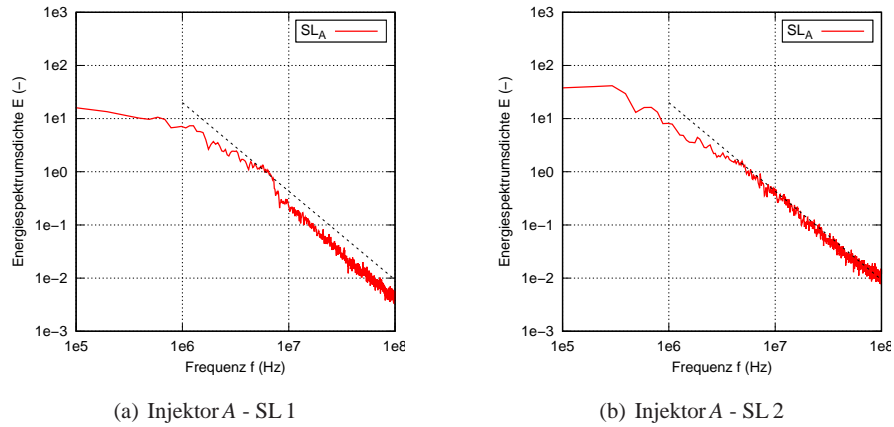


Abb. 4.13 Energiespektrumsdichte E aufgetragen über der Frequenz f für Injektor A ausgewertet am Austritt (A) des Spritzloches (SL).

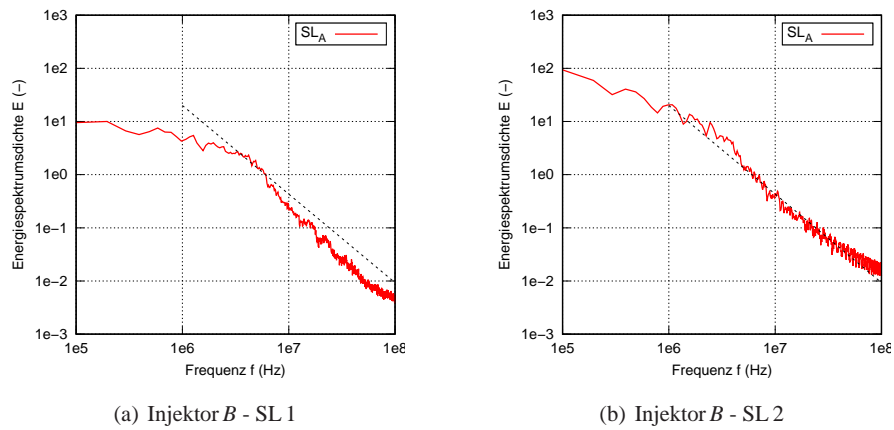


Abb. 4.14 Energiespektrumsdichte E aufgetragen über der Frequenz f für Injektor B ausgewertet am Austritt (A) des Spritzloches (SL).

4.2.4 Ergebnisse der Turbulenzstudie

Die unterschiedliche Turbulenzmodellierung wird anhand von instantanen Iso-Oberflächen veranschaulicht, siehe Abbildung 4.15 (a)(b) für Injektor A und für Injektor B Abbildung 4.15 (c)(d). Hierbei ist die Geschwindigkeit auf einer Oberfläche mit konstantem Kraftstoffanteil abgebildet, wobei die transparente Darstellung einen Kraftstoffanteil von 1% und die intransparente Darstellung einen Kraftstoffanteil von 10% repräsentiert. Die SBES-Simulationen zeigen eine zerklüftete

te Oberfläche, sodass kleinere Strukturen sichtbar werden. Die Geschwindigkeiten auf den Iso-Oberflächen besitzen für die SBES-Simulationen stärkere räumliche Unterschiede und ebenfalls größere Gradienten. Zudem ist zu erkennen, dass die URANS-Lösungen abgeplatzte Flüssigkeitsligamente an den gleichen Positionen wie die SBES-Simulationen aufzeigen. Die Lage des Kraftstoffstrahls am Vorstufenaustritt ist somit nahezu unabhängig von der gewählten Modellierung. Ein wichtiger Aspekt, der nachfolgend im Spritzloch und in der Vorstufe näher untersucht wird.

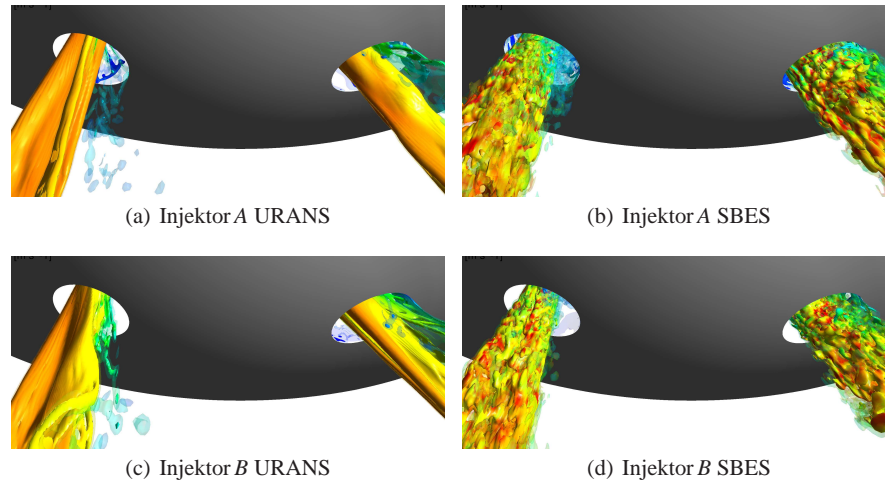


Abb. 4.15 Unterschiede in der Geschwindigkeit auf Oberflächen konstanter Kraftstoffphase zwischen RANS- und SBES-Turbulenzmodellierung für Injektor A und B.

Die SBES-Simulationen haben einen um Faktor 25 geringeren Simulationszeitschritt (Δt von $4e-9$ s) als die URANS-Simulationen (Δt von $1e-7$ s) und können somit potenziell höherfrequente Schwankungen auflösen. Um den Effekt der Zeitschrittweite vom Effekt der Turbulenzmodellierung zu trennen, wird in Abbildung 4.16 die instantane Lösung der URANS-Simulation aus Abbildung 4.15 einem über 25 Zeitschritte gemittelten Strömungsfeld der SBES-Simulation des Injektors A gegenübergestellt. Gegenüber Abbildung 4.15 fallen die Geschwindigkeitsgradienten auf der ebenfalls zerklüfteten Iso-Oberfläche geringer aus. Dennoch bleiben die oben beschriebenen Unterschiede zwischen URANS und SBES-Ergebnissen größtenteils erhalten, sodass die Auflösung der kleineren Strukturen hauptsächlich in der unterschiedlichen Modellierung der Turbulenz begründet ist.

Die Darstellungen in Tabelle 4.3 geben Einblicke in die Innenströmung der Injektoren, indem sie den Kraftstoffphasenanteil r_f am Spritzlocheintritt SL_E , Spritzlochaustritt SL_A und Vorstufenaustritt VS_A zeigen. Das Strömungsfeld zum letzten Simulationszeitschritt zeigt bei den SBES-Simulationen gegenüber den URANS-Ergebnissen feinere Strukturen. In Kombination mit Fluktuationen führt dies bei den

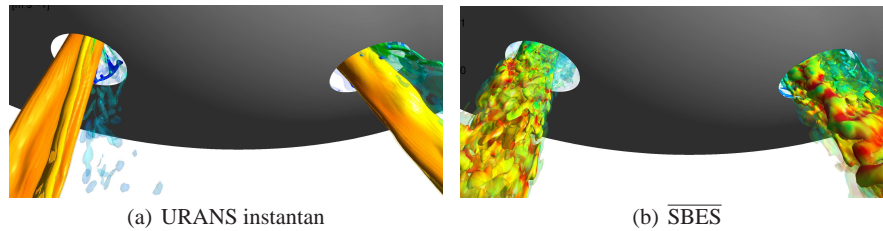


Abb. 4.16 Unterschiede in der Geschwindigkeit auf Oberflächen konstanter Kraftstoffphase zwischen instantaner URANS- und über 25 Zeitschritte gemittelten SBES-Lösung für Injektor A.

zeitlich gemittelten Kraftstoffanteilen der SBES-Simulation zu breiteren und verschmierteren Ergebnissen. Das niedrigere Fluktuationsniveau der URANS-Simulation führt auch nach einer zeitlichen Mittelung über 0,1 ms lokal zu Zonen hoher Kraftstoffphase, siehe z.B. am Vorstufenaustritt. Innerhalb des Injektors zeigen beide Turbulenzmodelle eine ähnliche Strömungstopologie, sodass beispielsweise die Größe und Lage des Ablösegebietes am Spritzlocheintritt für beide Turbulenzmodellierungen nahezu identisch sind. Unterschiede zwischen Injektor A und B zeigen sich in der Strahlführung der Spritzlöcher. Injektor A besitzt ein l/d -Verhältnis von ungefähr 1 und Injektor B von 1,5. Der Abbildungen des zeitlich gemittelten Kraftstoffphasenanteils der URANS-Simulationen in der Reihe URANS \bar{r}_f in Tabelle 4.3 zeigen, dass der Kraftstoffstrahl von Injektor B zentrierter aus dem Injektor austritt. So ist beispielsweise der Abstand zwischen Kernstrahl und Vorstufenwand für Spritzloch 1 für Injektor B größer als für Injektor A. Diese höhere Strahlführung von Injektor B, aufgrund des höheres l/d -Verhältnisses, lässt sich analog für die SBES-Ergebnisse erkennen, siehe Abbildungen in Reihe SBES \bar{r}_f in Tabelle 4.3. Es ist erneut ersichtlich, dass die Lage des Kraftstoffstrahls am Vorstufenaustritt nahezu unabhängig der gewählten Turbulenz-Modellierung ist.

Zur Beurteilung der Lage des Kernstrahles am Austritt aus der Vorstufe zeigt Abbildung 4.17 neben den URANS-Ergebnissen eine zeitlich gemittelte LDM-Aufnahme von Injektor A. Für beide Spritzlöcher liegt der Kernstrahl am Vorstufenaustritt sowohl in der Simulation als auch in der Messung auf der linken Seite, d.h. für Spritzloch 1 auf der Außenseite und für SL 2 auf der Innenseite. Somit zeigen sowohl der numerische als auch der messtechnische Abgleich, dass die RANS-Modellierung in der Lage ist, den zeitlich gemittelten Kernstrahl in Abhängigkeit der Ventilsitzgeometrie vorherzusagen.

Das Produkt aus Geschwindigkeit und Kraftstoffphase am Spritzlocheintritt, am Spritzlochaustritt und am Vorstufenaustritt ist in Tabelle 4.4 veranschaulicht. Die instantanen Strömungsfelder der letzten Simulationszeitschritte stimmen zwischen den URANS- und den SBES-Ergebnissen topologisch überein. Die über 0,1 ms zeitlich gemittelten Strömungsfelder zeigen, dass die URANS-Lösungen am Vorstufenaustritt Gebiete höherer flüssigphasen-gewichteter Geschwindigkeiten u_f aufzeigen, siehe Tabelle 4.4. Diese inhomogenere Verteilungen am Vorstufenaustritt ist erneut eine Folge der niedrigeren Fluktuationen der URANS-Simulationen.

Tabelle 4.3 Darstellung des Kraftstoffphasenanteils r_f für Injektor A und B am Spritzlocheintritt, Spritzlochaustritt und Vorstufenaustritt. Das Strömungsfeld ist jeweils zum letzten Simulationszeitschritt und zeitlich über 0,1 ms gemittelt dargestellt.

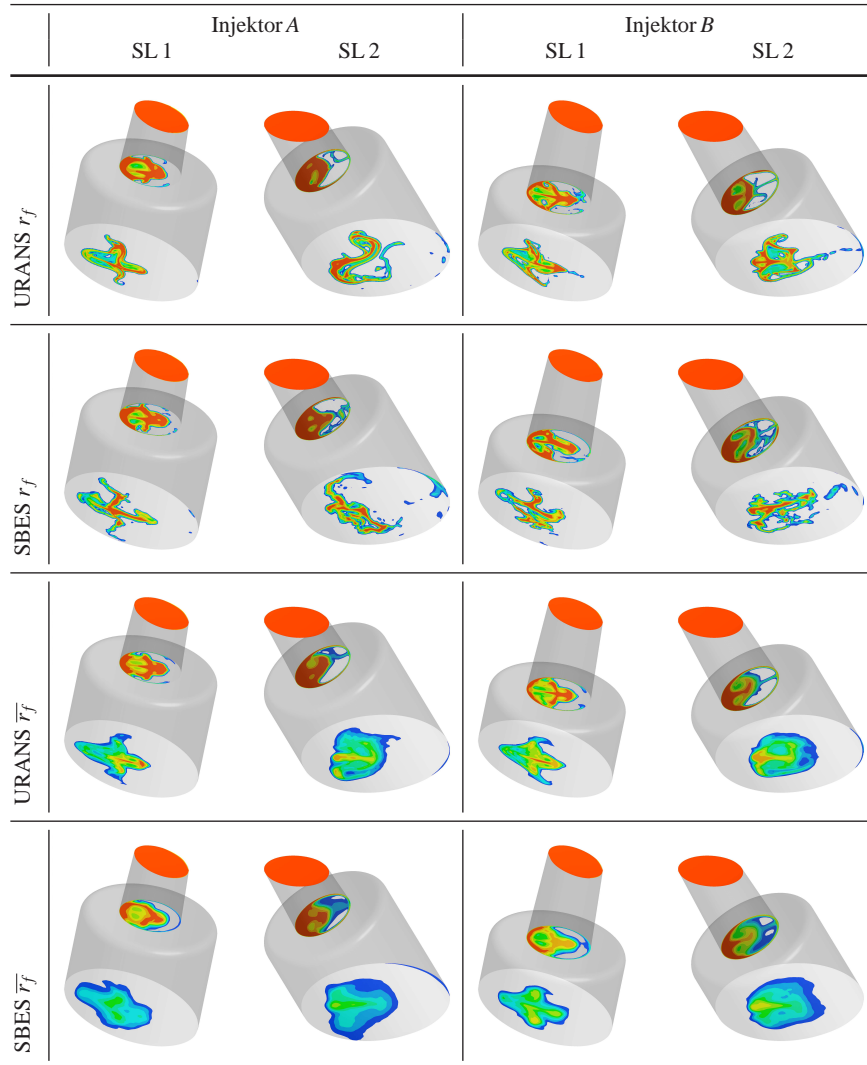
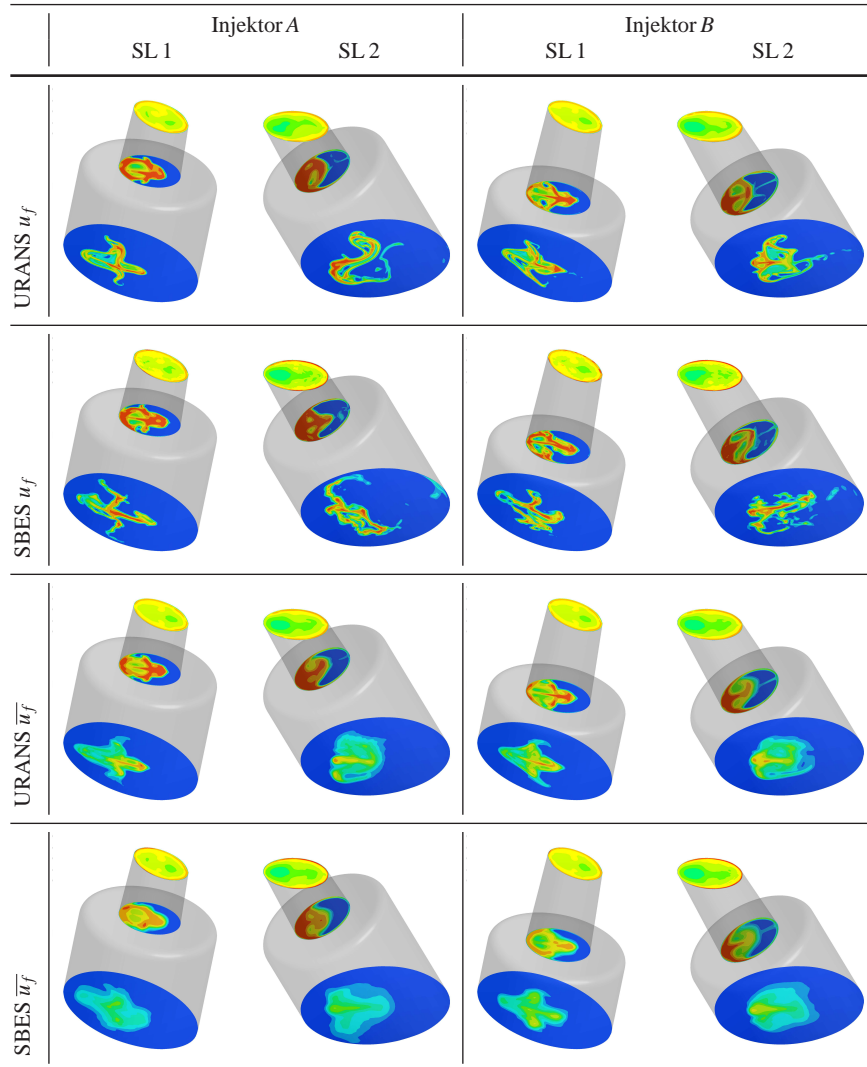


Tabelle 4.4 Darstellung der flüssigphasen-gewichteten Geschwindigkeit u_f für Injektor A und B am Spritzlocheintritt, Spritzlochaustritt und Vorstufenaustritt. Das Strömungsfeld ist jeweils zum letzten Simulationszeitschritt und zeitlich über 0,1 ms gemittelt dargestellt.



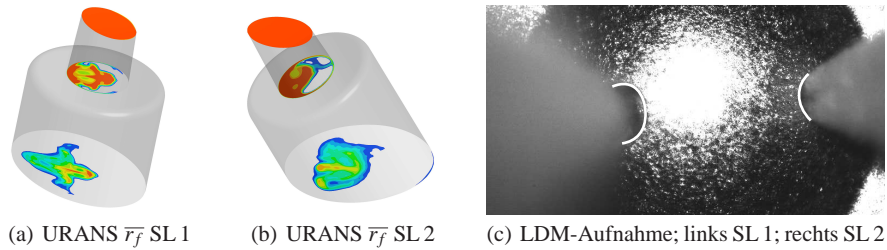


Abb. 4.17 Unterschiede in der Geschwindigkeit auf Oberflächen konstanter Kraftstoffphase zwischen RANS-Ergebnissen und LDM-Aufnahmen [137] für Injektor A.

4.2.5 Abgleich mit Messdaten

Neben dem bereits gezeigten visuellen Vergleich der Position des Kernstrahles am Vorstufenaustritt werden weitere Aufnahmen für den quantitativen Abgleich des Strahlkegelwinkels τ und des Strahlrichtungswinkels ξ zwischen Simulation und Messung herangezogen.

Der *Strahlkegelwinkel* τ wird sowohl in der messtechnischen als auch bei der simulativen Auswertung als ideal kegelförmig angenommen. Bei den optischen Aufnahmen dient der Schnittwinkel der, an die zweidimensionale Strahlkante angelegten, Tangenten zur Bestimmung. Die Tangenten und der Wert des Strahlkegelwinkels τ ist in Abbildung 4.18 exemplarisch für die zeitlich gemittelten LDM-Aufnahmen zu sehen. Anzumerken ist, dass bei dieser optischen Bestimmung der gewählte Wert für die Graustufe die gemessenen Strahlkegelwinkel beeinflusst. Es wird jedoch angenommen, dass die Tendenzen zwischen den Spritzlöchern unabhängig des Grauwertes erhalten bleiben.

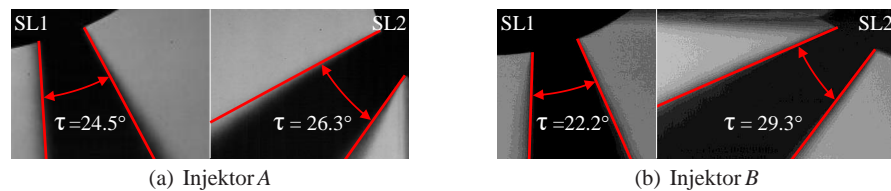


Abb. 4.18 Ermittelter Strahlkegelwinkel τ der zeitlich gemittelten LDM-Aufnahmen für Injektor A und B [116].

Demgegenüber wird der simulierte Strahlkegelwinkel τ aus dem dreidimensionalen Strömungsfeld am Vorstufenaustritt berechnet. Abbildung 4.19 zeigt die gute quantitative Übereinstimmung zwischen SBES-Simulation und den Strahlkegelwinkeln aus Einzelaufnahmen. Demgegenüber weisen die URANS-Ergebnisse tendenziell kleinere Werte auf. Hierbei ist es wichtig anzumerken, dass auch die URANS-

Ergebnisse die Trends zwischen SL 1 und SL 2 für beide Injektoren korrekt wiedergeben. Ein Grund für systematische Abweichungen kann einerseits im Zusammenspiel zwischen zeitlicher Mittelung und statistischem Simulationsansatz und andererseits in den unterschiedlichen Berechnungsvorschriften zwischen Simulation und Messung gefunden werden. Werden beispielsweise die messtechnischen Aufnahmen zuerst gemittelt und dann der Strahlkegelwinkel τ bestimmt, stimmen die URANS-Ergebnisse quantitativ gut mit den gemittelten Messwerten überein, vgl. Abbildung 4.18 und Abbildung 4.19. Neben den Mittelwerten sind die Standardabweichungen gemessener und simulierter Strahl-Fluktuationen per Fehlerbalken dargestellt.

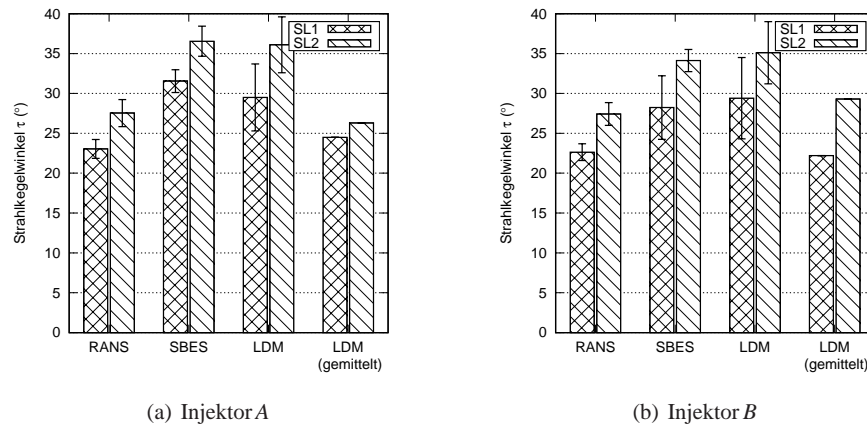


Abb. 4.19 Ermittelter Strahlkegelwinkel τ der URANS, SBES, LDM und LDM-gemittelten Aufnahmen [137][116].

Der *Sprayrichtungswinkel* ξ zeigt bereits an der Lage des Strahlschwerpunktes in der Vorstufe zwischen Messung und Simulation eine gute Übereinstimmung, siehe Abschnitt 4.2.4. Für einen quantitativen Vergleich wird der simulierte Sprayrichtungswinkel ξ durch einen massengewichteten Richtungsvektor am Vorstufenaustritt bestimmt. Abbildung 4.20 zeigt den aus den Gegenlicht-Aufnahmen direkt bestimmbaren, gemessenen Sprayrichtungswinkel ξ . Erneut stimmen die Trends zwischen Simulation und Messung gut überein. Das große l/d -Verhältnis von Injektor B zeigt sich in einer guten Strahlführung und somit in einer geringen Abweichung zwischen Spritzlochrichtung und Sprayrichtungswinkel ξ . Durch unterschiedliche radiale Neigungswinkel α zeigt SL 1 gegenüber SL 2 ein anderartiges Einlaufverhalten in das Spritzloch, vgl. Tabelle 4.1. Dies wiederum beeinflusst die Lage und Größe des Kavitationsgebietes, des Ablösegebietes und die Lage des Kernstrahles, siehe Tabelle 4.3. Die Ergebnisse der Innenströmung zeigen, dass der Kernstrahl am Vorstufenaustritt entgegengesetzt zur Ablöseblase liegt. Die Ablöseblase sitzt wiederum auf der Seite der stärkeren Umlenkung, z.B. für SL 1 in

Richtung der Injektorachse. Dieser Effekt verstärkt sich mit abnehmendem l/d -Verhältnis, vgl. Injektor A und Injektor B in Abbildung 4.20.

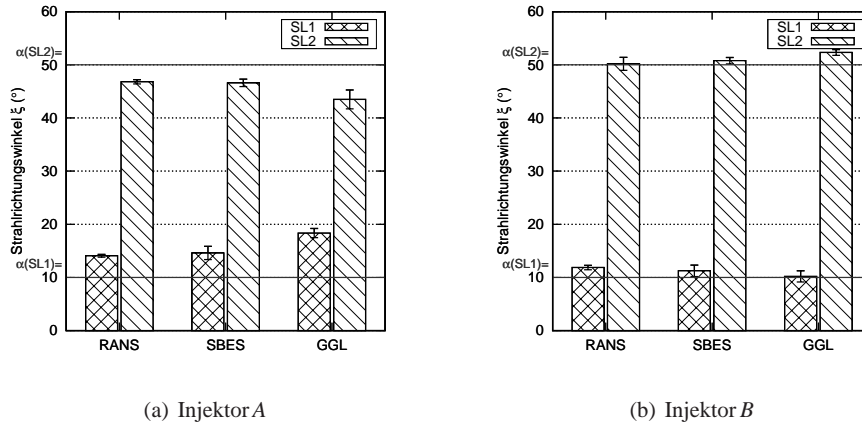


Abb. 4.20 Vergleich des Strahlrichtungswinkels ξ zwischen URANS, SBES und Gegenlicht-Aufnahmen [141].

4.3 Simulation des Sprays

Die Simulation des Sprays mit einem Einspritzdruck von 200 bar wird mit der kommerziellen Software AVL FIRE durchgeführt, deren Zweiphasen-Spraymodellierung in einer Vielzahl von Untersuchungen erfolgreich eingesetzt wurde, siehe z.B. [42], [61], [142], [143].

Dem DDM-Ansatz [55] folgend wird die Spraysimulation mit einem bereits vollständig zerstäubtem Kraftstoffstrahl ($SMD = \text{konstant} = 9 \mu\text{m}$) angenommen und mit einer endlichen Anzahl an Tropfen initialisiert, vgl. Kapitel 2.2.4. Die Information über Ort und Geschwindigkeit der Tropfen wird aus dem transienten Geschwindigkeitsfeld und dem Volumenanteil der Kraftstoffphase aus der Innenströmungssimulation an der Kopplungsebene extrahiert. Diese Informationen werden der Spray-simulation als Randbedingung aufgeprägt und müssen somit zu jedem Simulationszeitschritt vorliegen. Aufgrund der hohen Ressourcenanforderungen der Innenströmungssimulation wird nur ein zeitlicher Ausschnitt von 0,1 ms der gesamten Einspritzung simuliert. Zur Bereitstellung der Strömungsinformationen für eine gesamte Einspritzdauer von 1 ms wird das Strömungsfeld deshalb am Vorstufenaustritt zehnfach aneinander gereiht.

Anschließend an die Beschreibung der Spray-Modellierung wird durch den Abgleich mit Gegenlicht-Aufnahmen überprüft, inwieweit die Spraysimulation die

Einflüsse dieser komplexen Phänomene aus der Innenströmung wiedergeben und das Kraftstoffspray vorhersagen kann.

4.3.1 Rechengebiet und Diskretisierung

Eine Halbkugel mit einem Radius von 80mm stellt das Rechengebiet der Spraysimulation dar, wobei die Injektorspitze im Mittelpunkt der Halbkugel platziert wird, siehe Abbildung 4.21. Das Rechengetz besteht aus ungefähr 800.000 Hexaeder-Elementen von hoher Qualität, die aufgrund der simplen Geometrie nicht näher diskutiert werden. Das gezeigte Rechengitter besitzt im Zentrum der Halbkugel ausschließlich rechteckige Hexaeder-Zellen mit einer durchschnittlichen Kantenlänge von ca. $20\mu\text{m}$.

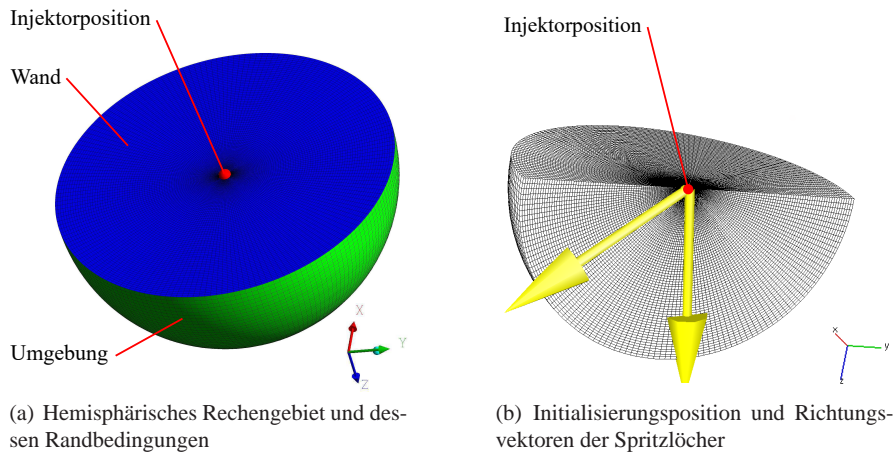


Abb. 4.21 Rechengebiet und Randbedingungen der Spraysimulation (a) und Schnitt durch das Gitter (b) inklusive Darstellung der beiden Richtungsvektoren der Spritzlöcher.

4.3.2 Simulationseinstellungen

Die Kopplungsebene stellt für die Spraysimulation den Initialisierungsort für die Kraftstofftropfen dar. Die Schnittfläche wird durch eine Wand und die gewölbte Oberfläche der Halbkugel als Randbedingung modelliert, bei der die Fluide sowohl ins Rechengebiet ein- als auch austreten können, siehe Abbildung 4.21. Insgesamt wird eine Einspritzdauer von 1 ms innerhalb von 1.000 Zeitschritten berechnet,

sodass der Simulationszeitschritt $1\ \mu\text{s}$ beträgt. Alle in dieser Arbeit durchgeführten Spraysimulationen verwenden die RANS-Turbulenzmodellierung. Zu Beginn der Rechnung befindet sich ausschließlich Luft bei einer Temperatur von 25°C und einem Druck von einem bar im Rechenggebiet.

4.3.3 Abgleich zwischen Spray und Schattenlicht-Aufnahmen

Ein Vergleich zwischen den berechneten und den gemessenen Kraftstoffstrahlen ist für Injektor *A* in Abbildung 4.22 und für Injektor *B* in Abbildung 4.23 für vier Zeitpunkte nach Einspritzbeginn zu sehen. Die simulierten Strahlrichtungen sind zu jedem Zeitpunkt nahezu identisch mit der gemessenen Strahlrichtung, sodass auch die Abweichung zwischen Strahlrichtung und Spritzlochachse korrekt von der Simulation wiedergegeben wird. Somit wird der Richtungsvektor am Vorstufenaustritt des Kraftstoffstrahls korrekt von der Innenströmungssimulation berechnet und ebenfalls mit hoher Genauigkeit an die Spraysimulation mittels DDM-Methode übergeben. Neben der Strahlrichtung zeigen auch die simulierten Strahlpenetrationen und Strahlkegelwinkel eine gute Übereinstimmung mit den Schattenlicht-Aufnahmen. Die Gegenüberstellung der zwei Zweiloch-Injektoren an vier unterschiedlichen Zeitpunkten nach Einspritzbeginn verdeutlicht, dass die mit der Innenströmung gekoppelten Spraysimulationen die Strahlcharakteristika mit hoher Genauigkeit vorhersagen.

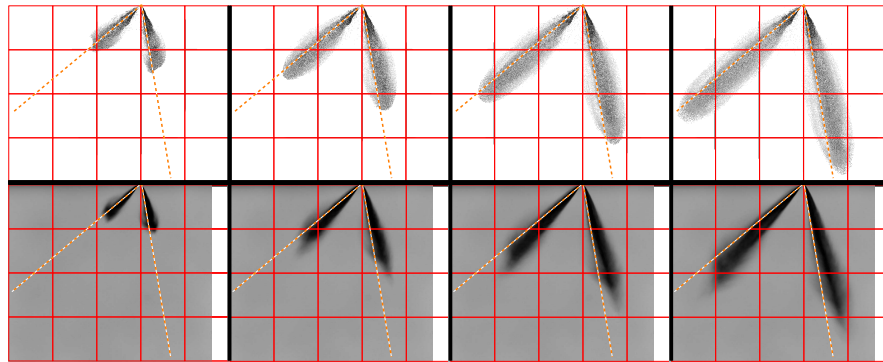


Abb. 4.22 Gegenüberstellung von simulierten (oben) zu gemessenen [141] (unten) Kraftstoffstrahlen des Injektors *A* zu den Zeitpunkten $200\ \mu\text{s}$, $400\ \mu\text{s}$, $600\ \mu\text{s}$ und $800\ \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn. Zusätzlich sind die Richtungsvektoren der beiden Spritzlöcher und ein Raster mit Kantenlänge $20\ \text{mm}$ abgebildet.

Abbildung 4.24 zeigt den zeitlichen Verlauf der simulierten und gemessenen Penetration P , wobei die unterschiedliche Ermittlung des Penetrationswertes berücksichtigt werden muss. Die gemessene Penetration wird mittels Schwellwert für die Graustufe der Gegenlicht-Aufnahmen bestimmt, während die simulierte Penetrati-

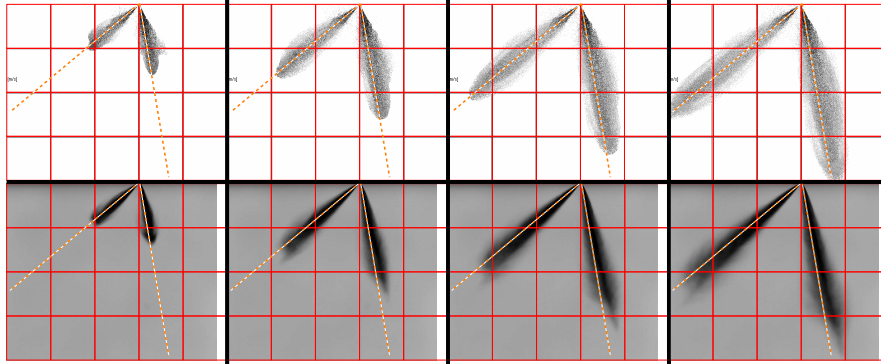
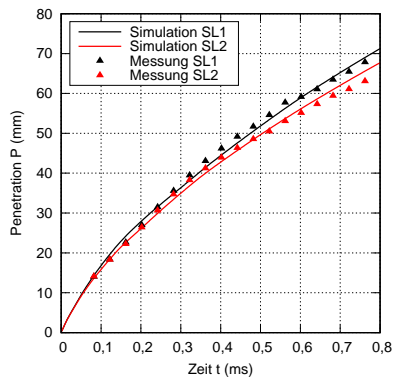
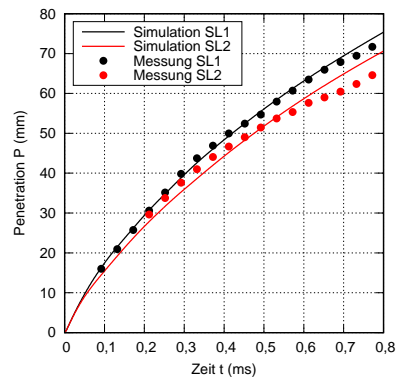


Abb. 4.23 Gegenüberstellung von simulierten (oben) zu gemessenen [141] (unten) Kraftstoffstrahlen des Injektors *B* zu den Zeitpunkten 200 μ s, 400 μ s, 600 μ s und 800 μ s nach Einspritzbeginn. Zusätzlich sind die Richtungsvektoren der beiden Spritzlöcher und ein Raster mit Kantenlänge 20 mm abgebildet.

on dem Kugelradius um die Injektorspitze entspricht, in dem sich 95% der eingespritzten Kraftstoffmasse befindet. Der Verlauf und die absoluten Werte stimmen zwischen Messung und Simulation gut überein. SL 2 zeigt für beide Injektoren sowohl in der Simulation als auch in der Messung größere Penetrationen als SL 1. Der Unterschied zwischen den beiden Spritzlöchern fällt für Injektor *B* bei der Simulation und bei der Messung größer als für Injektor *A* aus.



(a) Injektor *A*



(b) Injektor *B*

Abb. 4.24 Vergleich von gemessener [141] zu simulierter Penetration *P*.

In Abbildung 4.25 (a) sind die Simulationsergebnisse für Injektor *A* und Injektor *B* gemeinsam dargestellt. Hierbei ist festzustellen, dass Injektor *B*, mit den längeren Spritzlöchern, eine höhere Penetration *P* als Injektor *A* besitzt. Nach 0,6 ms beträgt

der Unterschied zwischen höchster Penetration P (Injektor B – SL 1) und geringster Penetration P (Injektor A – SL 2) ungefähr 7 mm.

Abbildung 4.25 (b) zeigt den Verlauf der gemessenen Penetration P . Analog zur Simulation zeigt Injektor B eine höhere Penetration P als Injektor A . Neben der Rangfolge der Injektoren und Spritzlöchern in der Penetration P stimmen auch die gemessenen Unterschiede mit der Simulation überein. So beträgt der Unterschied zwischen höchster Penetration P (Injektor B – SL 1) und geringster Penetration P (Injektor A – SL 2) nach 0,6 ms Einspritzdauer ebenfalls ungefähr 7 mm.

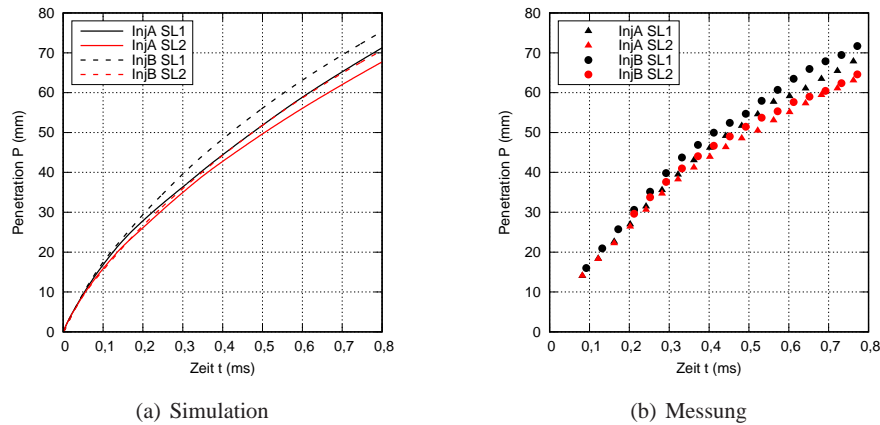


Abb. 4.25 Vergleich von gemessener [141] zu simulierter Penetration P .

4.4 Zwischenfazit

Bei der Simulation der mehrphasigen Innenströmung sind zwei unterschiedliche Ansätze der Turbulenzmodellierung untersucht worden. Ist die zeitliche Auflösung von Interesse, liefert die hybride SBES-Simulation hochfrequente Ergebnisse, deren abgeleitete Größen den Messaufnahmen qualitativ und quantitativ entsprechen. Die Strömungstopologie und die zeitlichen Mittelwerte können ebenfalls mit der RANS-Turbulenzmodellierung präzise vorhergesagt werden.

Auch die transiente Kopplung der Euler-Euler URANS-Innenströmung mit der Euler-Lagrange'schen Spraysimulation mittels DDM liefert eine gute Prädiktion des Kraftstoffstrahls inklusive der charakteristischen und für diese Arbeit relevanten Größen Penetration, Strahlrichtung und Strahlkegelwinkel. Der Abgleich mit Schattenlicht-Aufnahmen zeigt, dass Unterschiede im Penetrationsverlauf zwischen Injektor A und B mit hoher Genauigkeit von der Simulation wiedergegeben werden. So kann sowohl der Unterschied zwischen den Injektoren als auch zwischen den

Spritzlöchern in vergleichbarer Größenordnung wiedergegeben und Trends korrekt vorhergesagt werden. Dies ist entscheidend für die erfolgreiche Durchführung der Optimierung mit dem genetischen Algorithmus NSGA-II. Der vorgestellte gekoppelte Ansatz zur Simulation der Innenströmung und des Kraftstoffsprays eignet sich folglich zur Vorhersage einer realen Einspritzung – die elementare Anforderung für die CFD-Optimierung, siehe Kapitel 2.4.3.

In Tabelle 4.5 werden die in diesem Kapitel benötigten Computerressourcen aufgelistet. Der Ressourcenbedarf enthält bei den URANS-Simulationen die ersten 250 Zeitschritte zur Ausbildung des Strömungsfeldes und bei den SBES-Simulationen 6.250 Zeitschritte zur Ausbildung der skalenaufgelösten Turbulenz. Die Spraysimulation besitzt mit ungefähr 265 CPUh im Vergleich zu den Simulationen der Innenströmung einen geringen Ressourcenbedarf. Insbesondere die skalenauflösenden SBES-Simulationen besitzen mit durchschnittlich über 60.000 CPUh einen großen numerischen Aufwand, sodass sich auch bei einer hohen Parallelisierung von 96 CPUs Rechenzeiten von ca. vier Wochen ergeben. Nachfolgend dienen die in Tabelle 4.5 gelisteten Werte als Referenz für die Erstellung eines möglichst effizienten Simulationsablaufs.

Tabelle 4.5 Ressourcenbedarf der Simulationen für die Zweiloch-Injektoren.

Turbulenz	Injektor	CPUh	No. CPU	physik. Zeit
URANS	Injektor A	9.200 CPUh	64	144 h
URANS	Injektor B	5.750 CPUh	64	90,5 h
SBES	Injektor A	53.600 CPUh	96	559 h
SBES	Injektor B	71.900 CPUh	96	749 h
URANS	Spray A	263 CPUh	12	21,9 h
URANS	Spray B	265 CPUh	12	22,1 h

Kapitel 5

Entwicklung des Simulationsprozesses zur Optimierung

In diesem Kapitel wird ein für die Optimierung eines seriennahen Fünfloch-Injektors mittels GA geeigneter Simulationsablaufs ausgearbeitet. Aufgabe des Simulationsablaufs ist die Bestimmung skalarer Zielgrößen für den zugehörigen Geometrievektor \mathbf{x} , siehe Abbildung 5.1. Dieser Prozess richtet sich nach den Anforderungen der CFD-Optimierung und sollte demnach möglichst effizient, vollautomatisch, robust und deterministisch sein.

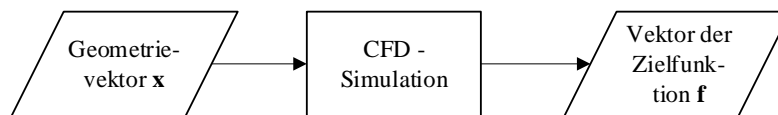


Abb. 5.1 Ablaufdiagramm des Simulationsprozesses – dargestellt als „Black-Box“.

Ausgangspunkt der Untersuchung sind die in Kapitel 4 eingeführten Simulationsprozesse und -einstellungen. Im ersten Schritt wird die Simulation der Innenströmung angepasst, bevor im zweiten Schritt die Innenströmung mit einer Spraysimulation gekoppelt wird.

5.1 Innenströmung

Die Berechnung des gesamten Ventilsitzes der beiden Zweiloch-Injektoren hat sich in Kapitel 4 als rechenaufwendig herausgestellt. Typische Mehrlochventile besitzen üblicherweise zwischen fünf und sieben Spritzlöcher, sodass der Aufwand der Vernetzung, die Anzahl an Gitterelementen und der Rechenaufwand weiter ansteigen. Ein solches Modell würde die Anzahl an Varianten einer genetischen Optimierung stark beschränken, sodass eine Reduktion des Rechengebietes zur effizienten Berechnung der Strahlcharakteristika in diesem Abschnitt untersucht wird. Für

die benötigte, vollständige Automatisierung stellt insbesondere die Erstellung eines Hexaeder-Gitters für komplexe Geometrien eine große Herausforderung dar [144].

5.1.1 Rechengebiet

Der Rechenaufwand einer CFD-Simulation ist näherungsweise linear zur Anzahl an Gitterelementen und korreliert somit mit dem Volumen des Rechengebietes. Die Strömung stromauf des Ventilsitz-Dichtkreises ist langsam und vergleichsweise gerichtet. Daraus wird die Annahme abgeleitet, dass die Randbedingungen der Strömung weiter stromab aufgeprägt werden können. Da einerseits die Strömung nur innerhalb des Ventilsitzes ausgewertet wird und andererseits eine geringe Rückkopplung des injektornahen Kraftstoffstrahls auf die Innenströmung erwartet wird, wird angenommen, dass ein Umgebungsgebiet mit einer axialen Ausdehnung von 0,5 mm ausreichend bemessen ist.

Ein Großteil der Mehrlochventile besitzen bei der BDE eine annähernd symmetrische Anordnung der Spritzlöcher, d.h. die einzelnen Locheintritte sind gleichmäßig auf dem Locheintrittskreis verteilt. Durch geeignete Wahl der Randbedingungen kann die Simulation auf ein einzelnes Spritzloch beschränkt werden. In dieser Arbeit wird ein Mehrlochventil mit fünf Spritzlöchern untersucht, sodass die Locheintritte einen idealisierten Abstand von 72° zueinander aufweisen. Abbildung 5.2 zeigt anhand eingefärbten Stromlinien die Anströmung eines symmetrischen Fünfloch-Ventilsitzes. Jede Farbe kennzeichnet hierbei die Stromlinien eines einzelnen Spritzloches. Stromlinien unterschiedlicher Farbe kreuzen sich nahezu nicht, sodass ein Spritzloch die Masse von seiner stromauf-liegenden Ventilsitzseite bezieht.

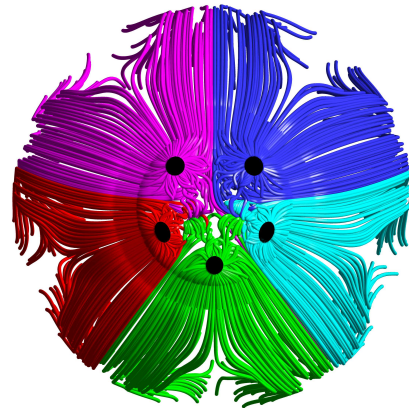


Abb. 5.2 Lochindividuell eingefärbte Stromlinien zeigen symmetrische Durchströmung eines Fünfloch-Ventilsitzes an [145].

Nachfolgend wird das reduzierte Rechengebiet mit einem Öffnungswinkel von 72° als Segment bezeichnet, das ebenfalls im Rahmen früherer Untersuchungen erfolg-

reich eingesetzt wurde [146]. Das Volumen des Segments fällt im Vergleich zum Volumen der Zweiloch-Injektoren etwa um den Faktor 300 bis 400 geringer aus, vgl. Abbildung 5.3.

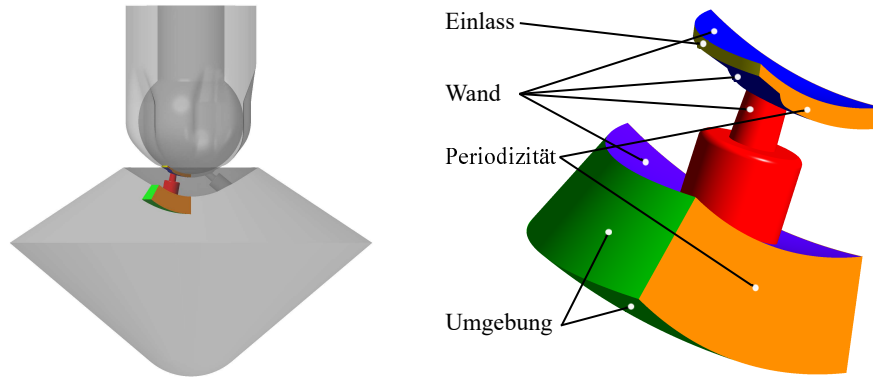


Abb. 5.3 Vergleich der Rechengebiete zwischen Zweiloch-Injektor und Segment (links). Detaillierte Darstellung der Segment-Domain inkl. Randbedingungen (rechts).

Die Geometrie wird mit dem kommerziellen Programm ANSYS Design Modeler parametrisch erzeugt, wobei die neun in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Geometrieparameter den Geometrievektor darstellen, vgl. Abbildung 3.3. Die gewählte Parametrisierung ermöglicht eine vollständig automatisierte Erstellung des Rechengebietes.

5.1.2 Diskretisierung

Ein unstrukturiertes Gitter wird mit der kommerziellen Software ANSYS Meshing erstellt. Die beschriebene geometrische Aufteilung ermöglicht eine manuelle Teilstrukturierung. Hierdurch kann die Verteilung und die Anzahl der Gitterknoten explizit definiert werden, sodass ein Hexaeder-Gitter entsteht. Zur Einhaltung einer gleichbleibenden Auflösung ist die Anzahl der Knoten n_K als Funktion der Geometrie definiert. Als Beispiel ist in Gleichung 5.1 die Knotenanzahl entlang der Spritzlochachse angegeben.

$$n_K = \left(5 + \frac{l_{SL}}{4,5 \mu\text{m}} \right) SF^{1/3} \quad (5.1)$$

Der Skalierungsfaktor SF wird später zur Kontrolle des Diskretisierungsfehlers in einer Netzunabhängigkeitsstudie eingesetzt. Die Anzahl der Zellen steigt mit der 3. Potenz der Knotenanzahl, sodass sich die 3. Wurzel des Skalierungsfaktors SF linear zur Knotenanzahl verhält. Unabhängig von der Spritzlochlänge l_{SL} kann da-

durch eine mittlere Kantenlänge im Spritzloch kleiner als $4,5\mu\text{m}$ sichergestellt werden. Beträgt die Lochlänge beispielsweise $200\mu\text{m}$ und der Skalierungsfaktor SF den Wert 1, ergibt sich eine mittlere Kantenlänge von ca. $4\mu\text{m}$. Dies entspricht der verwendeten Auflösung für die in Kapitel 4 gezeigten Zweiloch-Injektoren. Darüber hinaus wird in Wandnähe und in Bereichen, an denen hohe Strömungsgradienten zu erwarten sind, eine feinere Gitterauflösung festgelegt. Der Abstand des ersten Knotens zur Spritzloch- und Vorstufenwand beträgt z.B. $1\mu\text{m}$.

Abbildung 5.4 zeigt eine exemplarischen Diskretisierung des Segments. Im Schnitt entlang der Spritzlochachse und den Vorstufenaustritt ist die hohe Qualität anhand der homogenen Knotenverteilung und der Verfeinerung in Wandnähe zu erkennen.

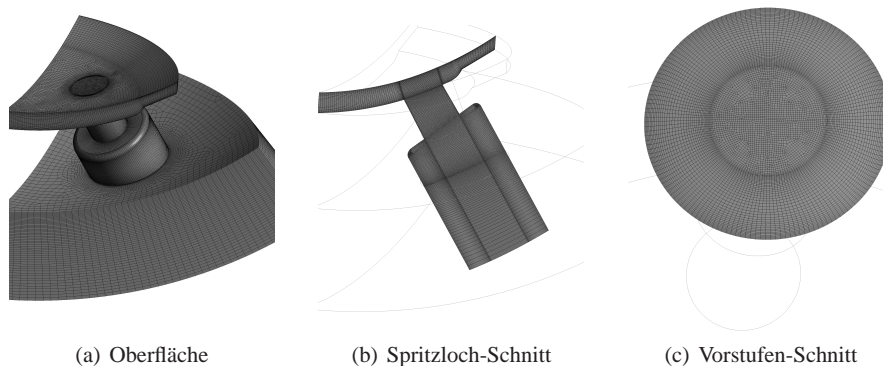


Abb. 5.4 Visualisierung des Segment-Rechengitters.

Der automatisierte Simulationsprozess erfordert eine quantitative Kontrolle der Netzqualität, um zuverlässige und robuste Simulationsergebnisse zu gewährleisten. Nachfolgend sind die fünf Kriterien zur Überprüfung der Netzqualität aufgelistet:

1. Anzahl der Elemente ≥ 800.000
2. Minimale Orthogonalität $\geq 0,15$
3. Maximale Asymmetrie $\leq 0,85$:
4. Maximaler Winkel ≤ 170 :
5. Maximales Seitenverhältnis ≤ 100 :

Die Diskretisierung wird hinsichtlich ihrer Fehlerquote untersucht, um zu überprüfen, ob die zu untersuchenden Geometrievektoren diskretisiert werden können. Für die statistische Versuchsplanung und darauf aufbauend für die Erstellung von Metamodellen sollte der Suchraum möglichst homogen besetzt sein [71]. Für die Diskretisierung bedeutet dies, dass im Suchraum keine großen Lücken aufgrund fehlerhafter Diskretisierungen entstehen dürfen. Zur Analyse der Diskretisierung wird ein Testfeld mit 1.000 Geometrievektoren \mathbf{x} nach der Sobol-Methode verteilt. In 62 Fällen (= 6,20%) konnte keine Geometrie erzeugt bzw. die Qualitätskriterien

nicht eingehalten werden. Die Probleme bei der Netzerstellung lassen sich dabei grundsätzlich in drei Gruppen aufteilen:

1. Keine eindeutige Fehlerzuordnung möglich *oder* die Geometrie nicht realisierbar: 15 Geometrievektoren
2. Keine Diskretisierung möglich: 29 Geometrievektoren
3. Netz erstellt aber Qualitätskriterien nicht erfüllt: 18 Geometrievektoren

Abbildung 5.5 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der fehlerhaften Diskretisierungen für die neun untersuchten Geometrieparameter. Die fehlerhaften Diskretisierungen sind gleichmäßig über die Parameterbereiche verteilt, wobei die größten 10% der Vorstufendurchmesser d_{VS} mit 26% die höchste Fehlerwahrscheinlichkeit aufweisen. Eine leicht asymmetrische Verteilung kann z.B. für den tangentialen Neigungswinkel β hin zu kleinen und für den Durchmesser der Vorstufe d_{VS} hin zu großen Werten festgestellt werden. Die Auswertung der Fehlerverteilungen zeigt, dass die automatisierte Diskretisierung im gesamten Parameterraum ein zur Evaluierung geeignetes Gitter erstellen kann.

Wie bereits eingangs des Kapitels genannt, ist ein deterministischer Simulationsablauf Grundlage für eine erfolgreiche CFD-Optimierung. Der Einfluss der Netzauflösung auf die Zielgrößen muss daher gering ausfallen. Ziel der Netzunabhängigkeitsstudie ist es, eine möglichst geringe Knotenanzahl bei gleichzeitig geringer (Gitter-) Sensitivität der Zielgrößen zu ermitteln, siehe z.B. [147], [148]. Die Methodik der Untersuchung ist in der Arbeit von Kulkarni [149] beschrieben. Die Knotenanzahl wird hierbei über den Skalierungsfaktor SF im gesamten Rechengebiet gleichmäßig variiert.

$$n_K \approx \frac{SF}{100} 1.850.000 \quad (5.2)$$

Die Ergebnisse der Netzstudie sind in Abbildung 5.6 für die in dieser Arbeit analysierten Größen Massenstrom \dot{m} , Strahlkegelwinkel τ und Strahlrichtungswinkel ξ abgebildet. Der Medianwert und die Fluktuationen des Massenstroms \dot{m} werden nur geringfügig vom Skalierungsfaktor und damit der Knotenanzahl beeinflusst. Der Medianwert des Strahlkegelwinkels τ zeigt ebenfalls eine geringe Abhängigkeit vom Skalierungsfaktor, wobei für Werte kleiner als $SF 75$ die Fluktuationen abnehmen. Der Medianwert des Strahlrichtungswinkels ξ nimmt bis $SF 90$ zu, wobei erneut $SF 25$ und $SF 50$ niedrigere Fluktuationsniveaus aufweisen. Somit ist der Strahlrichtungswinkel ξ die limitierende Strömungsgröße und es kann festgehalten werden, dass mindestens eine Netzauflösung von $SF 90$ für eine netzunabhängige Lösung im Simulationsablauf eingesetzt werden muss.

5.1.3 Ablauf der Simulation

Dieser Abschnitt untersucht Möglichkeiten die Effizienz einer Evaluierung weiter zu steigern, sodass eine möglichst große Anzahl an Geometrievektoren innerhalb

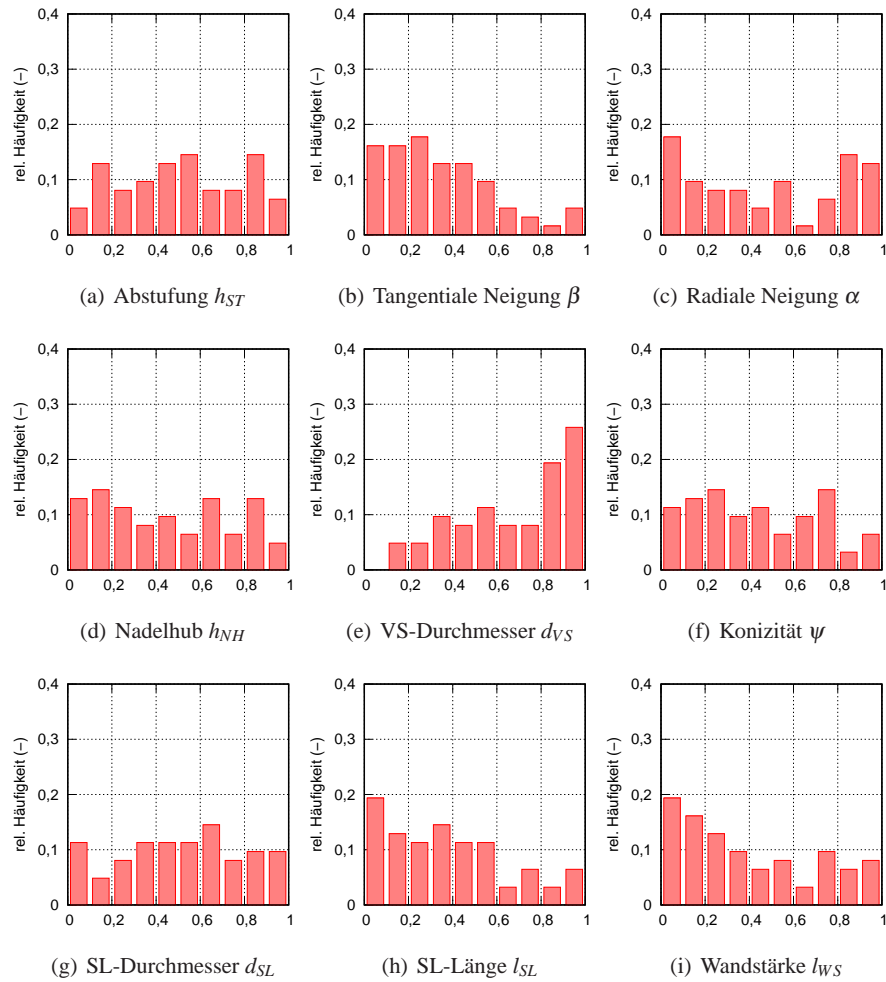


Abb. 5.5 Histogramme der fehlerhaften Netzgenerierungen für die neun variablen Geometrieparameter.

der CFD-Optimierung evaluiert werden kann. Folgende Untersuchungen zur Reduktion des Rechenaufwandes wurden durchgeführt und sind nachfolgend beschrieben:

1. Vergleich einer stationären mit einer transienten Simulation
2. Initialisierung mit einer stationären Startlösung
3. Notwendiger Auswertzeitraum für statistisch konvergierte Strömungsgrößen

Zuerst werden die Ergebnisse stationärer Simulationen analysiert, die in ANSYS CFX typischerweise nach 50 bis 100 äußeren Iterationen eine konvergierte Lösung aufzeigen sollen [47]. Hierbei wird ein „Pseudozeitschritt“ zum schnellen und effizienten Auffinden der stationären Lösung eingesetzt, dessen Funktion als Unterre-

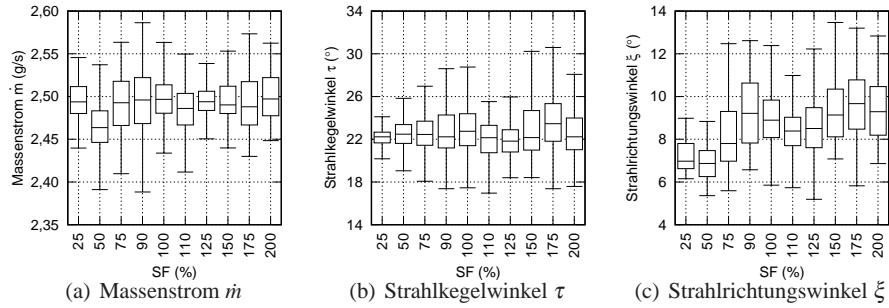


Abb. 5.6 Statistische Auswertung des Massenstroms \dot{m} , des Strahlkegel-Winkels τ - und des Strahlrichtung-Winkels ξ als Funktion des Skalierungsfaktors SF.

laxationsparameter aufgefasst werden kann [17]. Die stationäre Lösung ist erreicht, wenn sich das Ergebnis mit Fortschreiten des Pseudozeitschrittes nur noch in sehr geringem Maße ändert [16].

In Abbildung 5.7 sind die RMS-Residuen einer stationären und einer zugehörigen transienten Rechnung abgebildet. Hierzu werden jeweils 3.000 Zeitschritte bzw. Iterationen mittels „Box-Plots“ visualisiert. Die stationäre Simulation besitzt sowohl für die Kontinuitätsgleichung als auch für die drei Impulsgleichungen erhöhte Residuen. Anzumerken ist, dass die Residuen der stationären Rechnung um die in Abbildung 5.7 dargestellten Medianwerte schwanken und nicht mit fortlaufendem „Pseudozeitschritt“ abnehmen.

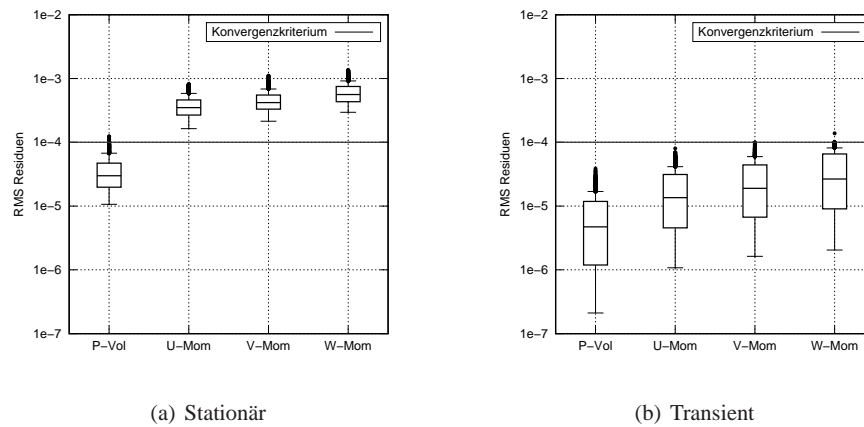


Abb. 5.7 Auswertung der RMS-Residuen über 3.000 Zeitschritte/Iterationen mittels „Box-Plots“ zeigen das Konvergenzverhalten der transienten und stationären Segment-Rechnungen auf.

Des Weiteren zeigt Abbildung 5.8 die Auswertung des Massenstroms \dot{m} , des Strahl-

kegelwinkels τ - und des Strahlrichtungswinkels ξ mittels „Box-Plots“-Darstellung. Aufgrund der nicht erreichten Konvergenzkriterien, siehe Abbildung 5.7, zeigen die Strömungsgrößen im stationären Berechnungsfall stärkere Schwankungen als im transienten Fall. Folglich kann keine stationäre Lösung des transienten Strömungsproblems gefunden werden. Das Ergebnis einer Strömungssimulation sollte stets aussagekräftig und insbesondere im Kontext der CFD-Optimierung auch deterministisch sein, sodass bei nachfolgend gezeigten Ergebnissen transient simuliert wird.

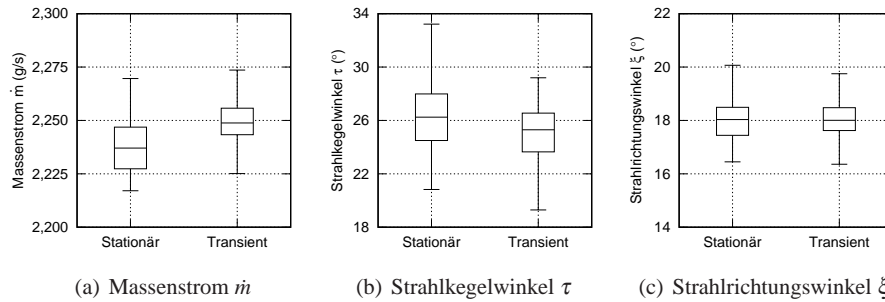


Abb. 5.8 Statistische Auswertung des Massenstroms \dot{m} , des Strahlkegelwinkels τ - und des Strahlrichtungswinkels ξ – Vergleich zwischen stationärer und transienter Lösung.

Im zweiten Schritt wird die Startbedingung des Strömungsgebietes analysiert. Bei den Zweiloch-Injektoren werden die Strömungen jeweils mit einem ruhenden Geschwindigkeitsfeld initialisiert, siehe Kapitel 4.2.2. Demgegenüber kann eine Initialisierung mit einem bereits ausgebildeten Strömungsfeld die Anzahl an notwendigen Zeitschritten zur Ausbildung eines repräsentativen, transienten Strömungsfeldes reduzieren. In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Ansätze zur Reduktion des Rechenaufwandes durch die Initialisierung mit Hilfe eines bereits ausgebildeten Strömungsfeldes verfolgt:

1. Einheitliche stationäre (Start-) Lösung: Interpolation eines universellen Strömungsfeldes auf das zu untersuchende Rechengebiet, d.h. es muss nur ein einziges Mal im Voraus ein stationäres Strömungsfeld berechnet werden.
2. Individuelle stationäre (Start-) Lösung: Berechnung der stationären Lösung zu dem vorliegenden Strömungsproblem, d.h. es muss für jede Geometrie eine stationäre Lösung berechnet werden.

Die Ergebnisse der beiden Ansätze zur Initialisierung zeigen jedoch unplausible Strömungsphänomene, so bilden sich beispielsweise unphysikalische Wirbel im Umgebungsraum aus, die auch innerhalb der transienten Rechnungen über viele Zeitschritte aufrecht gehalten werden und dementsprechend die statistischen Ergebnisse signifikant beeinflussen. Abbildung 5.9 zeigt die Luftströmung jeweils nach 100 transient simulierten Zeitschritten. Gegenüber den Geschwindigkeitsvektoren

der Lösung mit transientem Start, Abbildung 5.9 (a), zeigen beide Ansätze der untersuchten Initialisierung per Startlösung keine Luftströmung normal zum Kraftstoffstrahl. Hierbei fällt auf, dass die Initialisierung mit einer individuellen Startlösung, Abbildung 5.9 (b), einen stärker verdrallten Umgebungsraum als die einheitliche Startlösung, Abbildung 5.9 (c), besitzt.

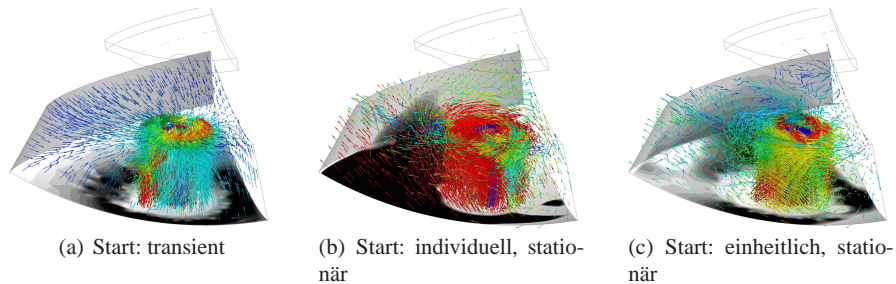


Abb. 5.9 Geschwindigkeitsvektoren der Luftphase im Umgebungsraum des Segments nach 100 transienten Simulationszeitschritten bei unterschiedlichen Ansätzen der Initialisierung.

Eine Reduktion des Rechenaufwandes durch die Initialisierung mit einer stationären Startlösung bei gleichbleibender Qualität der Lösung ist somit nicht möglich. Nachfolgend werden daher alle Simulationen ausschließlich transient simuliert und es wird keine Initialisierung mit einem bereits ausgebildeten Strömungsfeld vorgenommen.

Die dritte und letzte Untersuchung zur Reduktion des Rechenaufwandes soll den minimal notwendigen Auswertezitraum bestimmen. Bei der Simulation der Zweiloch-Injektoren wurden 250 Zeitschritte zur Ausbildung des Strömungsfeldes berücksichtigt, vgl. Kapitel 4.2.2. In Abbildung 5.10 (a) ist exemplarisch der zeitliche Verlauf des Strahlkegelwinkels τ für eine transiente Segment-Simulation mit 3.000 Zeitschritten dargestellt. Für die gezeigte Simulation limitiert der Strahlkegelwinkel τ den Auswertezitraum, da dessen zeitlicher Verlauf den stärksten Schwankungen unterworfen ist. Der Mittelwert zwischen dem 1001. und 3000. Zeitschritt wird als unabhängig des Startzustandes und damit als statistisch konvergiert angenommen. In Abbildung 5.10 (b) sind die Mittelwerte des Strahlkegelwinkels τ für Mittelungsintervalle über 250, 500 und 1000 Zeitschritte zu sehen. Die Abszissenachse gibt an, ab welchem Simulationszeitschritt die jeweilige Mittelung beginnt. So repräsentiert beispielsweise der letzte dargestellte Wert in Abbildung 5.10 (b) (Simulationszeitschritte bei Start der Mittelung = 500) für die Kurve „Mittel(1000)“ den Mittelwert des in Abbildung 5.10 (a) dargestellten Signals des Strahlkegelwinkels τ zwischen dem 500. und 1499. Simulationszeitschritt. Erwartungsgemäß reduziert sich die Fluktuation des Mittelwerts mit fortschreitendem Mittelungsintervall. So zeigt z.B. die Kurve „Mittel(250)“ zu Beginn der Simulation die höchsten Abweichungen zum statistisch konvergierten Mittelwert. Unabhängig von der Länge des Mittelungsintervalls treten ab dem 180. Simulationszeitschritt keine hohen Gra-

dienten der gemittelten Kurven auf, sodass ab diesem Zeitpunkt kein Einfluss von der anfänglichen Ausbildung des Strömungsfeldes zu erwarten ist.

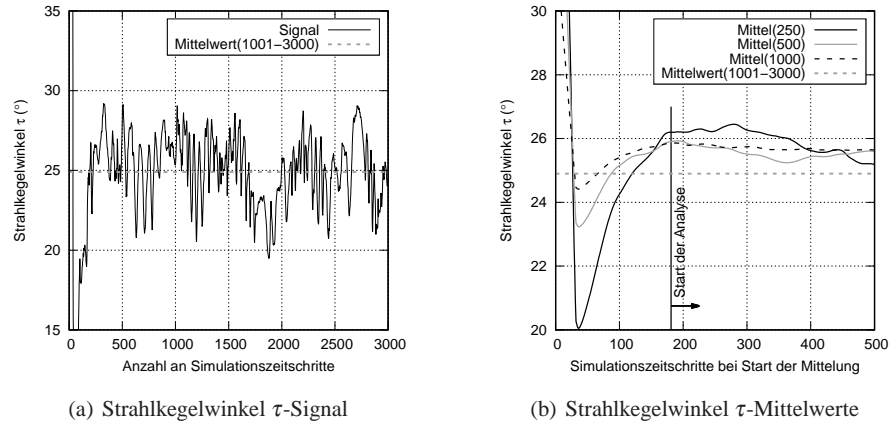


Abb. 5.10 Bestimmung des Auswertzeitraums am Beispiel des Strahlkegelwinkels τ . Überprüfung der statistischen Konvergenz durch Variation der Länge und des ersten Simulationszeitschritts des Mittelungsintervalls.

Eine Mittelung über 250 Simulationszeitschritte zeigt sich in Abbildung 5.10 (b) als zu kurz, um robust einen statistisch konvergierten Mittelwert des Strahlkegelwinkels τ vorherzusagen. Aufgrund der hohen Ressourcenanforderungen sollte möglichst nur ein geringer Anteil der gesamten Einspritzung simuliert werden. Jedoch muss dieser Ausschnitt die gesamte Einspritzung repräsentieren und ist demzufolge abhängig von der Strömungscharakteristik, wobei aufgrund der großen Geometrieunterschiede sehr unterschiedliche Strömungen erwartet werden. Zur Reduzierung des Rechenbedarfs bei gleichzeitiger Einhaltung der statistischen Konvergenz für alle Ventil Sitzvarianten wird während der Simulation eine Echtzeit-Analyse des Massenstroms \dot{m} , des Strahlkegelwinkels τ - und des Strahlrichtungswinkels ξ durchgeführt. Eine Simulation gilt in dieser Arbeit als statistisch konvergent und damit als repräsentativ, wenn der ab dem 181. Zeitschritt laufende Mittelwert sich innerhalb der letzten 400 Zeitschritte innerhalb folgender Grenzen bewegt:

- Massenstrom $\dot{m} \pm 1\%$
- Strahlkegelwinkel $\tau \pm 1^\circ$
- Strahlrichtungswinkel $\xi \pm 0,5^\circ$

Zusätzlich ist die minimale Anzahl an Zeitschritten auf 650 und die maximale Anzahl an Zeitschritten auf 1500 fixiert. Sollte keine statistische Konvergenz erreicht werden oder numerische Instabilitäten auftreten, wird dies von der Echtzeit-Analyse erkannt und der Evaluierungsprozess abgebrochen. Durch den Abbruch nach 1500 Zeitschritten wird verhindert, dass sich die Evaluierung eine gesamten Generation des NSGA-II von einem einzelnen Geometrievektor stark verzögert.

Abbildung 5.11 zeigt die Funktionsweise der Echtzeit-Analyse anhand des zeitlichen Verlaufs des Strahlkegelwinkels τ und des laufenden Mittelwertes für einen Geometrievektor mit geringen und einem mit hohen Fluktuationen. Mit dieser Vorgehensweise können sehr unterschiedliche Strömungscharakteristika berücksichtigt und von der Echtzeit-Analyse korrekt, mit maximaler Effizienz behandelt werden.

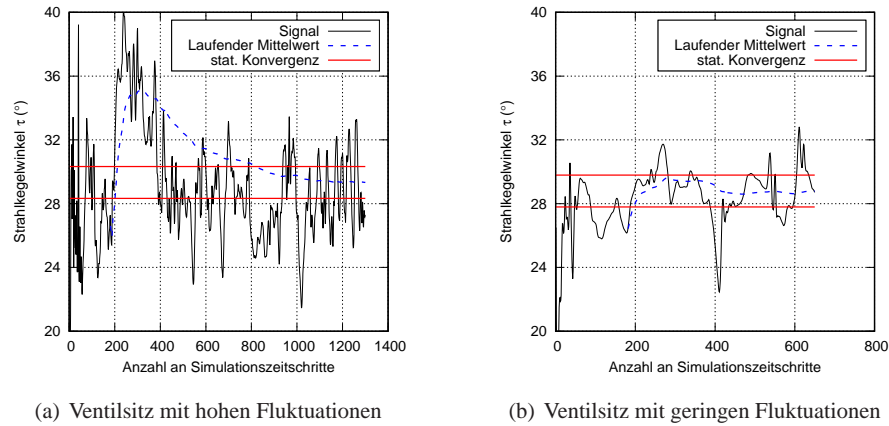


Abb. 5.11 Funktionsweise der Echtzeit-Analyse zur Ermittlung der Anzahl an Simulationsschritten. Hier am Beispiel des Strahlkegelwinkels τ für zwei Ventil Sitze mit unterschiedlicher Strömungscharakteristik.

Die Verwendung einer seriellen Druck- und Zeitschrittrampe für die Segment-Simulation hat sich als effiziente Methode zur Ausbildung eines statistisch konvergierten Strömungsfeldes herausgestellt, siehe Abbildung 5.12. Der Druck am Eintritt $p_{Eintritt}$ steigt hierbei innerhalb der ersten zehn Zeitschritte von fünf auf 200 bar bei einem Simulationszeitschritt Δt von $4,1 \mu\text{s}$. Mit Hilfe des anfänglich groß gewählten Zeitschritts ist ausreichend physikalische Zeit für den Spülvorgang des Injektors berücksichtigt. Anschließend wird der Simulationszeitschritt linear auf $0,1 \mu\text{s}$ verringert, bevor sich die Strömung innerhalb von 120 weiteren Simulationszeitschritten stabilisieren und vollständig ausbilden kann. Ab dem 181. Zeitschritt liegt ein statistisch konvergentes Strömungsfeld vor und die Analyse der Strömung beginnt, vgl. Abbildung 5.10.

5.1.4 Zusammenfassung des Ablaufs der Innenströmungssimulation

Der Ablaufplan für die Simulation der Innenströmung ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Wie bereits in den Kapiteln 5.1.1 und 5.1.2 gezeigt, ist die Erstellung der

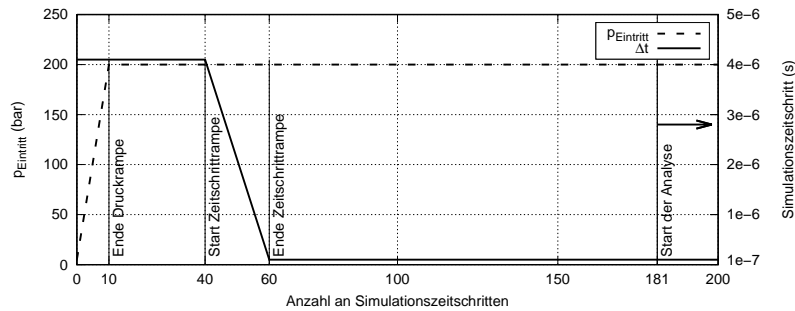


Abb. 5.12 Initialisierung der transienten Simulation mit einer Druck- und Zeitschrittrampe. Start der Auswertung beginnt mit dem 181. Zeitschritt.

Geometrie und des Netzes robust und effizient. Durch die implementierte Überprüfung der Gitterqualität können unphysikalische Vorhersagen der CFD-Simulation auf Grund einer unzureichenden Diskretisierung vermieden werden. Erfüllt das Gitter die geforderte Kriterien wird die CFD-Simulation vorbereitet und durchgeführt. Während der Simulation werden die charakteristischen Größen Massenstrom, Strahlkegelwinkel und Strahlrichtungswinkel in Echtzeit analysiert. Erst mit Eintreten der fallspezifischen Konvergenz werden die Simulation angehalten und die transienten Strömungsfelder visuell und quantitativ ausgewertet.

Die Auswertung der Strömungsfelder erfolgt mit ANSYS Post. Hierbei werden automatisiert 165 Größen und 20 Grafiken mit einer Frequenz von 1 MHz ausgewertet. Abschließend wird zur Reduktion der Daten ausschließlich das Strömungsfeld des letzten Zeitschrittes und das zeitlich gemittelte Strömungsfeld gespeichert.

Der entwickelte Simulationsablauf soll einerseits alle relevanten Strömungseigenschaften korrekt erfassen und andererseits ausreichend effizient sein, um sehr viele, in der Größenordnung von 10^3 , Variationen berechnen zu können. Testläufe haben gezeigt, dass im Durchschnitt ca. 800 CPUh bzw. 25 Stunden zur Simulation von 850 Zeitschritten notwendig sind. Gegenüber der Berechnung der Zweiloch-Injektoren in Kapitel 4, die im Durchschnitt 7.500 CPUh benötigten, entspricht dies einer Reduktion der benötigten Rechenressourcen um eine Größenordnung. Somit tragen die vorgestellten Maßnahmen hinsichtlich der Ressourcenanforderungen wesentlich zur Machbarkeit des beschriebenen Optimierungsproblems bei.

Der in diesem Abschnitt beschriebene Segment-Simulationsprozess berücksichtigt alle Geometrieparameter eines Ventilsitzes, sodass dieser für systematische Parameterstudien und genetische Optimierungen eingesetzt werden kann. Ein Großteil der für die Auslegung und Bewertung von BDE-Injektoren typischen Strömungsgrößen sind Teil der Lösung, z.B.:

- Massenstrom \dot{m}
- Strahlkegelwinkel τ und Strahlrichtungswinkel ξ
- Intensität der Turbulenz und der Kavitation
- Lage und Form des Kernstrahles
- Drücke und Geschwindigkeiten

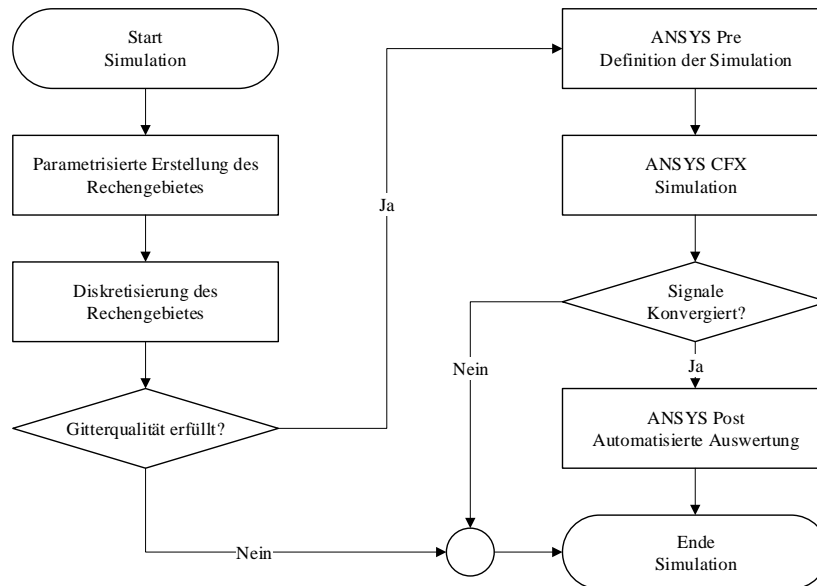


Abb. 5.13 Ablaufdiagramm zur automatisierten Simulation der Düseninnenströmung.

Durch den hohen Informationsgehalt der Segment-Simulation eignet sich diese zur Beantwortung einer Vielzahl von Fragestellungen. Da jedoch keine Informationen über die Spraycharakteristika Teil der Lösung sind, ist eine Auswahl der Zielfunktionen f auf Größen der Innenströmung beschränkt. Bereits bekannte Zusammenhänge können genutzt werden, um Aussagen über das Kraftstoffspray auf Basis der Innenströmung abzuleiten. So ist z.B. eine Geometrieoptimierung des Ventilsitzes hinsichtlich der turbulenten kinetischen Energie und des Strahlkegelwinkels τ mit dem hier gezeigten Simulationsablauf möglich [150], wenn angenommen wird, dass der Strahlkegelwinkel τ negativ mit der Penetration P des Kraftstoffstrahles korreliert. Solche Annahmen bzw. Korrelationen können jedoch im großen untersuchten Parameterraum unterschiedliche Unsicherheiten aufweisen oder sogar ein gegensätzliches Verhalten aufweisen. Daher ist es vorteilhaft, die Simulation des Kraftstoffsprays innerhalb der Optimierung zu berücksichtigen, wie im nächsten Abschnitt beschrieben.

5.2 Kraftstoffspray

Zur ganzheitlichen Bewertung des Einspritzvorganges und für das in dieser Arbeit zu untersuchende Optimierungsproblem, muss der Simulationsprozess aus Abbil-

dung 5.1 ebenfalls die Berechnung des Kraftstoffstrahls mit einbeziehen. Bezüglich der Ressourcen ist bereits bei der Spraysimulation der Zweiloch-Injektoren ein gegenüber der Innenströmung um ca. Faktor 30 geringerer Aufwand festzustellen, siehe Tabelle 4.5. Aufgrund der hohen Anzahl an durchzuführenden Evaluierungen ist es dennoch erforderlich auch die Spraysimulation auf die Anforderungen der CFD-Optimierung anzupassen.

5.2.1 Simulationsgebiet und Diskretisierung

Die Reduktion des Strömungsproblems auf die Analyse eines einzelnen Spritzloches erlaubt es, das Rechenggebiet der Spraysimulation auf einen einzelnen Kraftstoffstrahl zu beschränken. Hierzu wird ein konisches Rechenggebiet mit einem Einlassdurchmesser von 30 mm, einem Auslassdurchmesser von 80 mm und einer Länge von 80 mm eingesetzt, siehe Abbildung 5.14 (a). Dessen Volumen ist im Vergleich zur Halbkugel für ein komplettes Spray, vgl. Abschnitt 4.3, um ca. Faktor zehn kleiner. Per Translation kann die Austrittsebene der Vorstufe immer exakt im Zentrum des Rechenggebietes platziert werden. Eine Rotation setzt die Achse des Konus mit der Spritzlochachse gleich. Somit können alle Innenströmungen mit einem einheitlichen Rechenggebiet per DDM gekoppelt werden. Die Randbedingungen entsprechen denen des Halbkugelrechenggebietes, das für die Spraysimulation der Zweiloch-Injektoren eingesetzt wurde, vgl. Abbildung 4.21 und Abbildung 5.14 (a). Die Mantelfläche und der große Kreiskegel des Konus stellen die Umgebung dar und werden als Druckrandbedingung mit einem Druck von einem bar modelliert. Der kleine Kreiskegel des Konus stellt, analog zur Schnittfläche des Halbkugelmodells, eine Wand dar.

Die blockstrukturierte Vernetzung des konischen Rechenggebietes ist in ANSYS ICEM CFD durchgeführt und aufgrund der einfachen Topologie von sehr hoher Qualität, siehe Abbildung 5.14 (b). Der universelle Einsatz dieses Gitters erfordert keine Qualitätsüberprüfung im Simulationsprozess, da dessen Qualität sich nicht ändert und bereits bei der initialen Erstellung überprüft wurde. Die Gitterauflösung in Nähe der Injektorspitze basiert auf den gesammelten Erfahrungen mit dem Halbkugelgitter – diese Auflösung besitzt ungefähr 425.000 Knoten und entspricht nachfolgend einem Skalierungsfaktor SF von 100.

Die Sensitivität der Zielgrößen auf die Netzauflösung wird mit einer Variation der Zelldichte untersucht. Hierzu wird das Rechengitter in ANSYS ICEM CFD global skaliert und anschließend ein generisches Spray simuliert, wobei für die Anzahl der Knoten n_K gilt:

$$n_K \approx \frac{SF}{100} 425.000 \quad (5.3)$$

Der zeitliche Verlauf der Penetration P in Abhängigkeit des globalen Skalierungsfaktors SF ist in Abbildung 5.15 (a) dargestellt. Bereits ab einer Netzauflösung von SF 75 zeigen sich nahezu identische Penetrationsverläufe, sodass ab dieser Auflösung robuste und präzise Ergebnisse mit geringem Diskretisierungsfehler zu er-

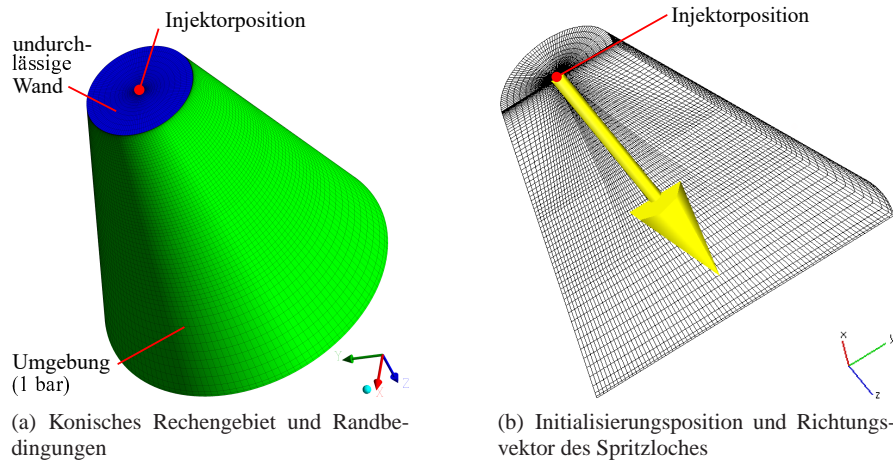


Abb. 5.14 Rechengebiet und Randbedingungen der Spraysimulation (links) und Schnittbild mit Richtungsvektor (rechts) des zu simulierenden Spritzloches.

warten sind. Des Weiteren zeigt Abbildung 5.15 (b) auf einer Ebene normal zur Spritzlochachse im Abstand von 30 mm zur Injektorspitze Auswertungen um den Strahlschwerpunkt S . Es ist der radiale Abstand zwischen Spritzlochachse und Strahlschwerpunkt $r_{\Delta S}$ und der Radius um den Strahlschwerpunkt $r_{S,90\%}$, in dem sich 90% der Kraftstoffmasse befinden, dargestellt. Beide Größen zeigen eine geringe Sensitivität auf die Netzauflösung. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass mindestens ein Skalierungsfaktor SF von 75 bzw. eine Knotenanzahl von 320.000 für eine netzunabhängige Lösung der wichtigsten Strahlcharakteristika wie Strahlrichtung, Penetration und Massenverteilung im Strahl notwendig ist. Zur Berechnung der Einspritzung mit einer Dauer von 1 ms werden ca. 22 CPUh benötigt. Verglichen mit 265 CPUh zur Simulation des Kraftstoffsprays am halbkugelförmigen Rechengebiet ergibt sich somit eine Reduktion des Rechenaufwandes um Faktor zwölf, vgl. Tabelle 4.5.

5.2.2 Zusammenfassung des Ablaufs der Spraysimulation

Die Simulationseinstellungen sind für das vereinfachte, konische Rechengebiet zur Simulation einer Einzelstrahl-Einspritzung identisch mit denen der Zweiloch-Injektoren, vgl. Kapitel 4.3. Der Simulationsprozess des Einzelstrahls ist aufgrund des gleichbleibenden Rechengebiets inklusive der qualitativ hochwertigen Diskretisierung sehr robust. Dies drückt sich durch eine schnelle Konvergenz und eine geringe Abbruchquote von ungefähr 2% aus. Fehler, die zu einem solchen Abbruch der Simulation führen, treten auf Grund unterschiedlicher, nicht reprodu-

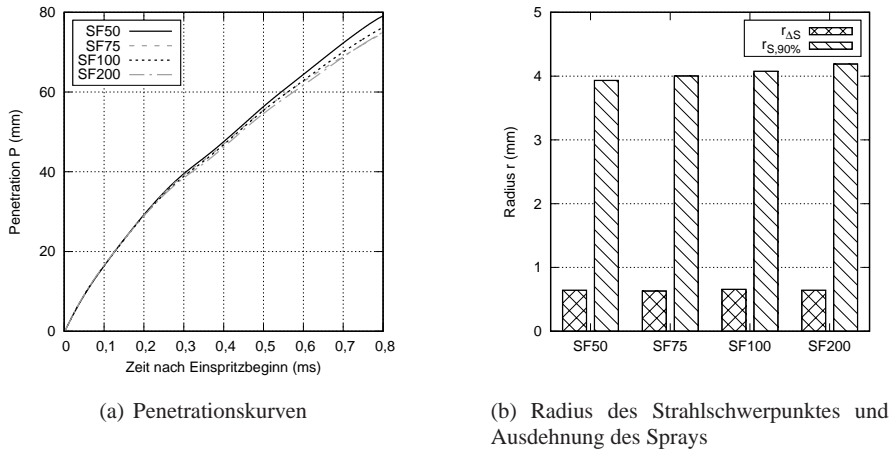


Abb. 5.15 Netzunabhängigkeitsuntersuchung für die Simulation des Einzel-Kraftstoffstrahls.

zierbarer und somit stochastischer Fehler auf. Abbildung 5.16 zeigt das Ablaufdiagramm für die Spraysimulation. Diese benötigt die Informationen der Düseninnenströmung, sodass die Durchführung der Spraysimulation als Erweiterung des Segment-Simulationsprozesses aufgefasst werden kann, siehe Kapitel 5.1.3.

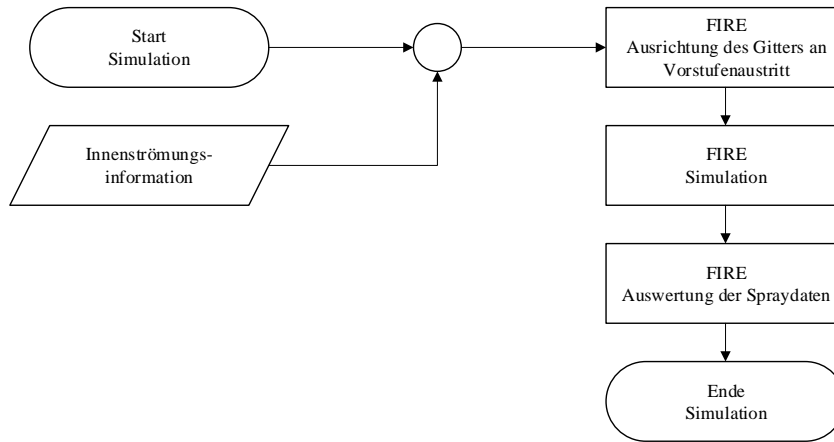


Abb. 5.16 Ablaufdiagramm des Simulationsprozesses des Kraftstoffstrahls.

Die automatische Nachbearbeitung der zeitlich aufgelösten Simulationsdaten umfasst einerseits die Visualisierung und Quantifizierung des Sprays und andererseits

auch die Auswertung auf sogenannten „Spray-Ebenen“. Letztere sind im Abstand von 10 mm, 30 mm und 50 mm entlang der Injektor- und der Spritzlochachse definiert. Der Speicherbedarf der ausgewerteten Spraysimulation beträgt ca. 600 MB und enthält unter anderem folgende Größen:

- Auswertung des Sprays:
 - Penetrationsverlauf
 - Tropfengrößenverteilung
 - Tropfengeschwindigkeit
- Auswertung der „Spray-Ebenen“:
 - Form und Fläche des Strahls
 - Strahlschwerpunkt
 - Radius mit 90% der Masse

5.3 Überblick des gesamten Simulationsprozesses

Der Simulationsprozess der reinen Düseninnenströmung, siehe Abbildung 5.13, kann zur Ventilsitzoptimierung eingesetzt werden, vgl. z.B. [150]. Soll jedoch das Sprayverhalten im Detail untersucht und neue Zusammenhänge aufgedeckt werden, muss die Simulation des Sprays, siehe Abbildung 5.16, an die Simulation der Innenströmung angefügt werden. Es ergibt sich ein, wie in Abbildung 5.17 dargestellt, gekoppelter Simulationsprozess. Das in Kapitel 3 ausgearbeitete Optimierungsproblem benötigt aus der Innenströmung die Information des Massenstroms \dot{m} , des Strahlkegelwinkels τ und des Strahlrichtungswinkels ξ . Die Bewertung des zu untersuchenden Zielkonfliktes zwischen dem Strahlkegelwinkel τ und der Penetration P erfordert zusätzlich die präzise Quantifizierung der Penetration P und somit den in Abbildung 5.17 gezeigten, gekoppelten Simulationsablauf.

Testläufe haben gezeigt, dass im Vergleich zur alleinigen Simulation der Düseninnenströmung der Rechenaufwand (CPUh) im Schnitt um unter 3% ansteigt, wobei sich die physikalische Evaluierungszeit um durchschnittlich ca. fünf Stunden bzw. 20% erhöht. Der deutlich erhöhte Informationsgehalt des gekoppelten Simulationsablaufes von Innenströmung und Spray überwiegt den nur unwesentlich höheren Aufwand, sodass in den nachfolgenden Kapiteln ausschließlich der gekoppelte Simulationsprozess eingesetzt wird.

5.3.1 Eignung des Simulationsablaufes für genetische Algorithmen

In Kapitel 2.4.3 sind die grundlegenden Anforderungen an den Simulationsprozess für eine Optimierung mit GA beschrieben, welche nachfolgend kritisch hinterfragt werden:

1. Aussagekräftige und deterministische Ergebnisse:
Der Abgleich zwischen Simulation und Messdaten in Kapitel 4 zeigt, dass die verwendeten Simulationseinstellungen die Innenströmung und das Spray aus-

reichend genau vorhersagen. Studien zur Netzauflösung der reduzierten Rechengebiete weisen eine netzunabhängige Lösung der charakteristischen Größen des Optimierungsproblems bei minimaler Knotenanzahl auf. Die Gitterqualität wird mittels Kontrollkriterien für jede Geometrie überprüft und unzureichend diskretisierte Geometrien werden aussortiert. Während der Simulation der Innenströmung werden zusätzlich die charakteristischen Größen anhand laufender Mittelwerte auf deren Konvergenz überprüft. Zusammenfassend ist der gekoppelte Simulationsablauf als robust, deterministisch und aussagekräftig einzustufen.

2. Effiziente und schnelle Berechnung:

Der Ressourcenaufwand kann durch eine Verkleinerung der Rechengebiete drastisch gesenkt werden. Verglichen mit den Simulationen des komplettes Ventilsitzes und Sprays der Zweiloch-Injektoren kann der Berechnungsaufwand in CPUh sowohl für die Innenströmung als auch für das Kraftstoffspray um eine Größenordnung reduziert werden. Zusätzlich kann durch eine hohe Parallelisierung eine für CFD-Optimierung ausreichende Evaluierungsrate von bis zu zwei Geometrievektoren pro Stunde erreicht werden.

3. Automatisierung:

Der gekoppelte Simulationsablauf ist vollständig automatisiert, d.h. es ist keine manuelle Interaktion während des gesamten Simulationsprozesses nötig.

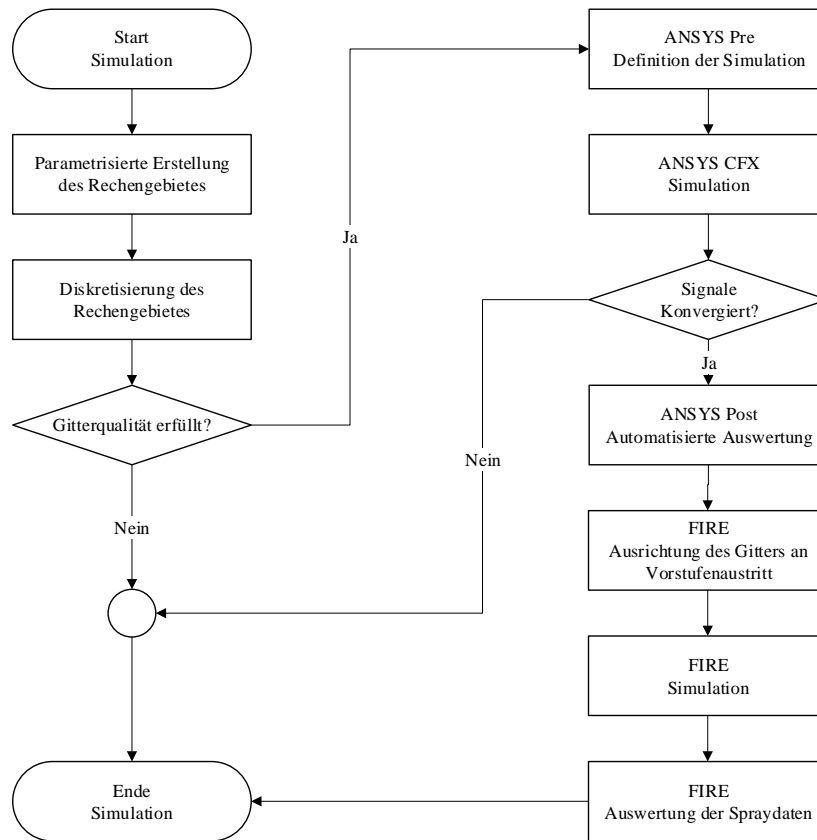


Abb. 5.17 Ablaufdiagramm des gekoppelten Simulationsprozesses.

Kapitel 6

Statistische Versuchsplanung, Ersatzmodelle und deren Anwendungen

Die statistische Versuchsplanung dient in dieser Arbeit primär zum qualitativen und quantitativen Auffinden von Wirkzusammenhängen zwischen Geometrieparametern und Strömungsgrößen. Zuerst wird mit Methoden der statistischen Versuchsplanung ein Testfeld erstellt und mittels des gekoppelten CFD-Simulationsablaufs berechnet und ausgewertet. Anschließend werden Metamodelle erstellt, nach deren Approximationsgüte ausgewählt und zur Erforschung des Parameterraums eingesetzt.

6.1 Statistische Versuchsplanung

Zur systematischen Untersuchung des Suchraums Ω werden in diesem Abschnitt Testfelder erzeugt und die Auswirkungen der Ungleichheitsbedingungen auf deren gleichförmige Verteilung analysiert. Anschließend werden die Zusammenhänge zwischen Geometrievektoren \mathbf{x} und den Zielfunktionen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P als auch zwischen Geometrievektoren \mathbf{x} und den Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T aufgezeigt.

6.1.1 Verteilung der Geometrievektoren

Zur Erstellung des Testfeldes für den Suchraum Ω werden die Methoden Pseudo-Zufallszahlen, Quasi-Zufallszahlen mit der „Sobol-Sequenz“ und orthogonalisierte LHS untersucht, siehe Kapitel 2.3.1. Hierzu wird für jede Methode ein neun-dimensionales Testfeld mit 100 Vektoren erstellt. In Abbildung 6.1 sind die Verteilungen für die ersten beiden Parameter des neun-dimensionalen Testfelds zu sehen. Insbesondere die Verteilung nach der Methode „Pseudo-Zufallszahlen“ zeigt große Lücken im Suchraum. Das orthogonalisierte LHS-Testfeld liefert eine qualitativ ähnliche Verteilung zur Sobol-Methode. Bei einer hohen Dimension des Suchraums wird jedoch die Sobol-Methode empfohlen [74]. Neben dem Vorteil einer

gleichförmigen Verteilung ist die Größe des Sobol-Testfeldes erweiterbar. Dies hat z.B. den Vorteil, dass bei unzureichender Qualität der Metamodelle eine beliebige Anzahl an neuen Stützstellen in die statistische Versuchsplanung aufgenommen werden kann, ohne die Güte des Testfeldes zu beeinträchtigen, vgl. iterativer Ablauf bei der Erstellung von Metamodellen in Abbildung 2.8. Deshalb wird die Sobol-Verteilung in der statistischen Versuchsplanung dieser Arbeit eingesetzt.

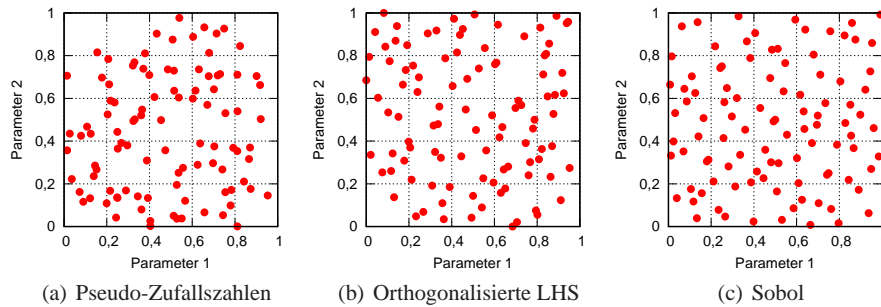


Abb. 6.1 Verteilung zweier Parameter eines neun-dimensionalen Testfeldes mit 100 Geometrievektoren.

Die in Kapitel 3 eingeführten Ungleichheitsbedingungen u_1 , u_2 und u_3 werden aus der statistischen Versuchsplanung ausgeschlossen.

1. Mindestlänge der Vorstufe u_1 : $l_{WS} - l_{SL} \geq c_1$
2. Vorstufendurchmesser größer als die Summe des Durchmessers am Spritzlochaustritt und ein Toleranzmaß u_2 : $d_{VS} - d_{SL,A} \geq c_2$
3. Mindestaustrittsdurchmesser des Spritzloches u_3 : $d_{SL,A} \geq c_3$

Die Auswirkungen der geometrischen Ungleichheitsbedingungen auf die Verteilung der Geometrievektoren \mathbf{x} im Testfeld sind in Abbildung 6.2 zu sehen. Ungleichheitsbedingung u_1 untersagt lange Spritzlochlängen l_{SL} bei kleinen Ventilsitzwandstärken l_{WS} , Ungleichheitsbedingung u_2 untersagt kleine Vorstufendurchmesser d_{VS} bei großen Spritzlochaustrittsdurchmessern $d_{SL,A}$ und Ungleichheitsbedingung u_3 beschränkt die Lochlänge l_{SL} bei kleinen Konizitäten ψ zur Einhaltung des minimal zulässigen Durchmessers am Spritzlochaustritt. In Abbildung 6.2 (c) ist der eingeschränkte Bereich für die kleinstmögliche Konizität ($\psi = 0$) dargestellt.

6.1.2 Simulation des Testfeldes

Insgesamt wird ein Testfeld der Größe 700 mit dem gekoppelten Simulationsablauf berechnet, siehe Übersicht in Tabelle 6.1. Die Größe des Testfeldes richtet sich ausschließlich nach den Anforderungen der Metamodelle, insbesondere der hohen

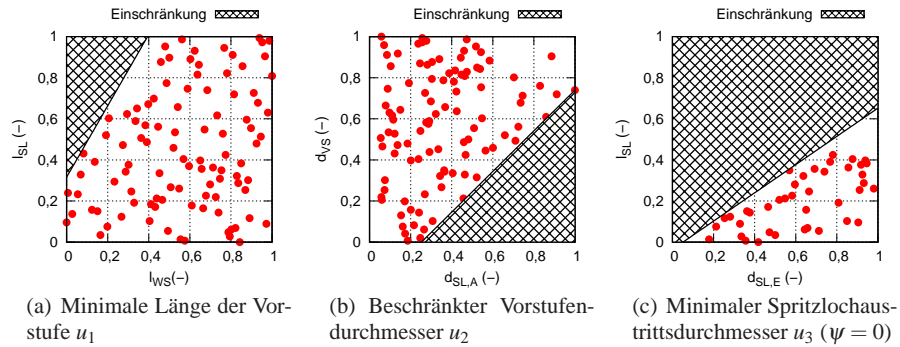


Abb. 6.2 Geometrische Einschränkungen und deren Auswirkungen auf die Verteilung des Testfeldes. Abbildung (a) – (c) berücksichtigen jeweils alle drei Ungleichheitsbedingungen.

Anzahl an Koeffizienten c_m der Polynomialen-Regression, siehe Gleichung 2.49. Innerhalb von 75 Tagen und ungefähr 520.000 CPUh konnten 592 Geometrievektoren erfolgreich evaluiert werden und sind somit valide. Die verbleibenden 108 Geometrievektoren (= 15,4%) haben entweder die Kontrollkriterien des gekoppelten Simulationsablaufs nicht erfüllt oder sind durch einen Programmabbruch als invalide gekennzeichnet.

Tabelle 6.1 Übersicht zur Berechnung der statistischen Versuchsplanung.

Größe	CPUh	Dauer	Anzahl valide
700	$\approx 520.000 h$	$\approx 75 d$	592

Die geometrischen Restriktionen, siehe Abbildung 6.2, und die 108 invaliden Evaluierungen führen zu einem unterschiedlich dicht besetzten Suchraum Ω . Werden die Pearson-Korrelationskoeffizienten zwischen den Geometrieparametern berechnet, kann deren Unabhängigkeit überprüft werden, siehe Tabelle 6.2. Die bereits diskutierten Auswirkungen der geometrischen Einschränkungen im Testfeld sind hierbei anhand relativ großer Korrelationskoeffizienten zu erkennen:

- Korrelationskoeffizient von 0,32 zwischen Spritzlochkonizität ψ und Vorstufendurchmesser d_{VS}
- Korrelationskoeffizient von $-0,17$ zwischen Spritzlochlänge l_{SL} und Spritzlochkonizität ψ
- Korrelationskoeffizient von 0,21 zwischen Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} und Spritzlochlänge l_{SL}

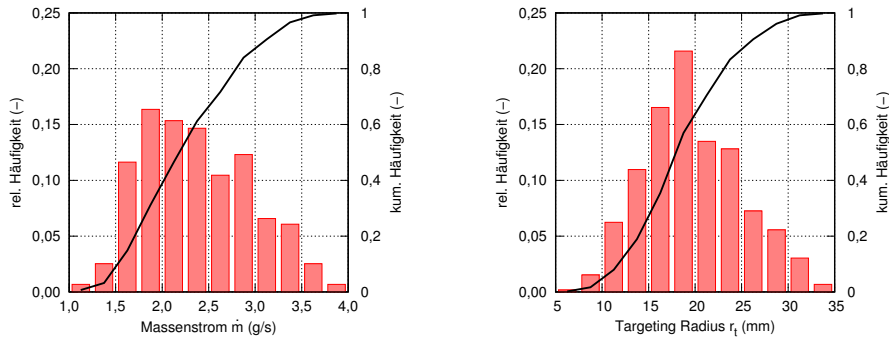
Korrelationen zwischen den Größen des Geometrievektors können zu Scheinkorrelationen zwischen Geometrie- und Ergebnisgrößen führen. Folglich müssen die

Tabelle 6.2 Bestimmung geometrisch unabhängiger Parameter durch Verwendung des Pearson Korrelationskoeffizienten.

-	h_{ST}	β	α	h_{NH}	d_{VS}	ψ	d_{SL}	l_{SL}	l_{WS}	l_{VS}	l/d	d/D	d_{SLA}
h_{ST}	1,00												
β	0,02	1,00											
α	0,04	-0,05	1,00										
h_{NH}	0,03	-0,04	-0,01	1,00									
d_{VS}	0,02	0,00	0,03	0,05	1,00								
ψ	0,03	-0,04	-0,02	-0,02	0,32	1,00							
d_{SL}	0,00	0,02	0,04	0,03	0,08	-0,17	1,00						
l_{SL}	-0,01	0,02	-0,00	-0,02	0,07	0,05	0,07	1,00					
l_{WS}	-0,03	-0,02	-0,04	0,01	0,04	0,01	0,01	0,21	1,00				
l_{VS}	-0,01	-0,03	-0,03	0,02	-0,01	-0,02	-0,03	-0,42	0,80	1,00			
l/d	-0,01	0,00	-0,02	-0,02	0,04	0,10	-0,27	0,93	0,19	-0,39	1,00		
d/D	-0,02	0,01	-0,02	-0,04	-0,82	-0,40	0,46	-0,02	-0,01	0,00	-0,18	1,00	
d_{SLA}	0,01	-0,04	-0,02	-0,01	0,38	0,85	0,24	0,19	0,04	-0,08	0,11	-0,23	1,00

in Tabelle 6.2 aufgelisteten Korrelationskoeffizienten bei der weiteren Analyse der Strömungsergebnisse berücksichtigt werden.

Die unteren x_d^u und oberen x_d^o Grenzen der neun Geometrieparameter ($d = 1, \dots, 9$) sind auf Basis von Erfahrungswerten und der zu erwartenden Auswirkungen auf die Strömung gewählt. Abbildung 6.3 zeigt die Häufigkeitsverteilungen für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T . Die nominalen Werte ($\dot{m} = 2,25 \pm 0,05$ g/s und $r_T = 20 \pm 1$ mm) sind gleichmäßig von Geometrien mit höheren und niedrigeren Werten umgeben, sodass die kumulierten Häufigkeiten am jeweiligen Nominalwert ca. 50% besitzen.

**Abb. 6.3** Histogramme der statistischen Versuchsplanung für die beiden Einschränkungen.

Die große Bandbreite der Häufigkeitsverteilungen für die beiden Zielgrößen Strahlwinkel τ und Penetration P in Abbildung 6.4 deuten die Vielfalt der Geome-

trievektoren innerhalb des Testfeldes an. Ein Großteil der Geometrievektoren besitzt einen Strahlkegelwinkel τ zwischen 20° und 30° und eine Penetration P zwischen 40 und 65 mm.

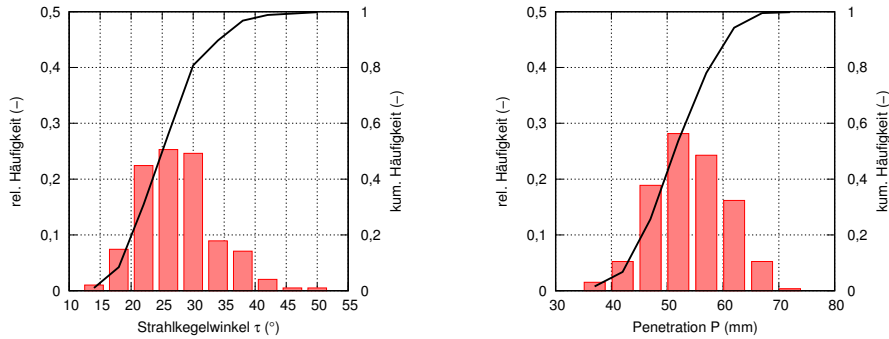


Abb. 6.4 Histogramme der statistischen Versuchsplanung für die beiden Zielfunktionen.

Werden die Häufigkeitsverteilungen aus Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 im Kontext des Optimierungsproblems analysiert, muss beachtet werden, dass der Großteil des Testfeldes eine bzw. beide Einschränkungen nicht erfüllt. Somit ist keine Vergleichbarkeit der Zielgrößen innerhalb der statistischen Versuchsplanung gegeben. Insgesamt erfüllen ca. 3% der validen Geometrievektoren die Einschränkung des Massenstroms \dot{m} und ca. 9% die Einschränkung des Targeting Radius r_T . Dies zeigt, dass die Einschränkung des Massenstroms \dot{m} strikter als die Einschränkung des Targeting Radius r_T für das Optimierungsproblem ausfällt. Nachfolgend werden die Zusammenhänge zwischen dem Geometrievektor und den vier untersuchten Größen des Optimierungsproblems aufgezeigt.

6.1.3 Korrelationen und Wirkzusammenhänge

Lineare Zusammenhänge innerhalb des Suchraumes können mit Korrelationskoeffizienten zwischen Geometrieparametern und CFD-Ergebnissen aufgezeigt werden. Zur Identifikation von Ausreißerwerten innerhalb des Testfeldes wird sowohl die Werte-Korrelation nach Pearson [81] als auch die Rang-Korrelation nach Spearman [82] betrachtet, vgl. Abschnitt 2.3.1

Ausreißerwerte werden vom Simulationsprozess durch die Echtzeit-Analyse detektiert und automatisch aussortiert, siehe Kapitel 5. Die geringen Unterschiede zwischen den wertebasierten und den rangbasierten Korrelationskoeffizienten zeigen die effektive Behandlung solcher Ausreißerpunkte, vgl. Tabelle 6.3 und 6.4. Alle neun Größen des Geometrievektors beeinflussen die Einschränkungen und Zielgrößen

Tabelle 6.3 Korrelationskoeffizienten nach Pearson [81].

-	\dot{m}	r_T	τ	P
h_{ST}	0,13	-0,01	0,10	-0,06
β	-0,02	0,11	0,11	-0,16
α	-0,01	0,73	0,13	-0,12
h_{NH}	0,54	-0,18	-0,36	0,82
d_{VS}	0,13	-0,19	0,18	-0,02
ψ	-0,01	-0,40	0,27	-0,03
d_{SL}	0,76	0,07	0,36	0,01
l_{SL}	0,01	0,30	-0,26	0,04
l_{WS}	-0,01	0,15	-0,53	0,21
l/d	-0,24	0,25	-0,37	0,04
d/D	0,28	0,20	0,00	0,04

Tabelle 6.4 Korrelationskoeffizienten nach Spearman [82].

-	\dot{m}	r_T	τ	P
h_{ST}	0,12	-0,01	0,10	-0,05
β	-0,02	0,10	0,10	-0,17
α	0,00	0,72	0,10	-0,11
h_{NH}	0,54	-0,18	-0,36	0,83
d_{VS}	0,13	-0,19	0,17	-0,01
ψ	-0,03	-0,41	0,27	-0,02
d_{SL}	0,76	0,07	0,36	0,02
l_{SL}	0,02	0,29	-0,24	0,03
l_{WS}	0,01	0,15	-0,52	0,23
l/d	-0,21	0,26	-0,34	0,02
d/D	0,30	0,21	0,05	0,02

ßen, wobei die Höhe der Abstufung h_{ST} den geringsten Einfluss auf die vier untersuchten Größen besitzt. Ein Vergleich zwischen den beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P in Tabelle 6.3 zeigt, dass sich der Strahlkegelwinkel τ sensitiv auf eine Vielzahl von Geometriegrößen zeigt, während die Penetration P vom Nadelhub h_{NH} dominiert wird.

Bekannte Zusammenhänge, wie z.B. ein ansteigender Massenstrom \dot{m} mit zunehmendem Spritzlochdurchmesser d_{SL} , werden durch hohe Korrelationskoeffizienten wiedergegeben. Demgegenüber zeigen die Zielgrößen eine überraschend geringe Sensitivität auf die dimensionslosen GeometrieKennwerte, vgl. Tabelle 6.3 und Tabelle 6.4:

- Keine signifikante Korrelation zwischen dem l/d -Verhältnis und der Penetration P .
- Die dimensionslose Kenngröße d/D weist keine signifikante Korrelation zum Strahlkegelwinkel τ und zur Penetration P auf.

Der Einfluss des l/d -Verhältnisses auf die Größe Strahlkegelwinkel τ und Penetration P ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Für kleine l/d -Verhältnisse treten sowohl große als auch kleine Strahlkegelwinkel τ und Penetrationen P auf, wohingegen bei großen l/d -Verhältnissen nur kleine Strahlkegelwinkel τ auftreten. Zusätzlich ist in Abbildung 6.5 der Massenstrom \dot{m} der Geometrievektoren per Rotwert abgebildet. Der Massenstrom \dot{m} zeigt einen hohen Einfluss auf die Penetration P , sodass kleine Penetrationen P tendenziell bei kleinen Massenströmen \dot{m} auftreten.

Die Korrelationsanalyse zwischen den Geometrieparametern identifiziert potentielle Scheinkorrelationen. Als Beispiel einer Scheinkorrelation kann der Zusammenhang zwischen Massenstrom \dot{m} und Vorstufendurchmesser d_{VS} herangezogen werden, siehe Tabelle 6.3 und Tabelle 6.4. Ein kleiner Vorstufendurchmesser d_{VS} kann nur bei kleinen Durchmessern am Austritt des Spritzloches $d_{SL,A}$ auftreten, welche tendenziell bei kleinen Spritzlochdurchmessern d_{SL} auftreten und somit niedrigere Massenströme aufweisen. So besitzt der Korrelationskoeffizient zwischen dem Vor-

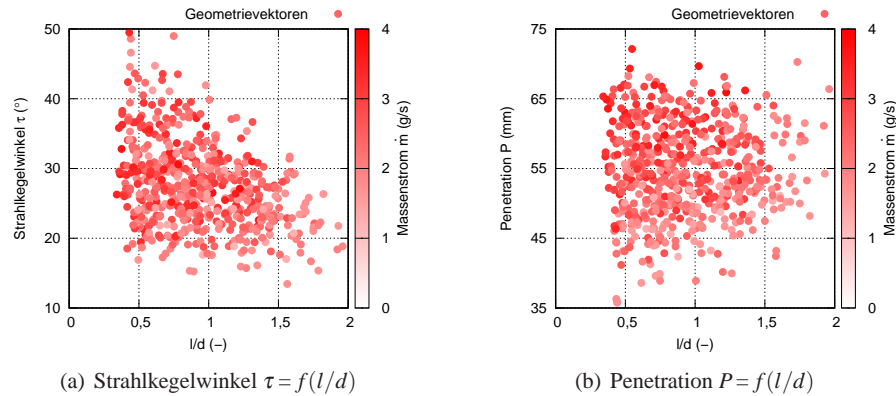


Abb. 6.5 Einfluss des geometrischen Verhältnisses l/d auf die beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P unter Berücksichtigung des simulierten Massenstroms \dot{m} .

stufendurchmesser d_{VS} und dem Austritt des Spritzloches $d_{SL,A}$ einen Wert von 0,38 und der Korrelationskoeffizient zwischen dem Spritzlochdurchmesser d_{SL} und dem Austritt des Spritzloches $d_{SL,A}$ einen Wert von 0,24, vgl. Tabelle 6.2.

Tabelle 6.5 Pearson Korrelationskoeffizienten zwischen den untersuchten Strömungsgrößen.

-	\dot{m}	τ	P	r_T
\dot{m}	1,00			
τ	0,19	1,00		
P	0,44	-0,61	1,00	
r_T	-0,14	-0,15	-0,19	1,00

Analog können die Pearson-Koeffizienten auch für die beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P und den beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T des Optimierungsproblems berechnet werden, siehe Tabelle 6.5. Beide Einschränkungen korrelieren mit beiden Zielgrößen, sodass die eng gewählten Toleranzen gerechtfertigt und notwendig zur Herstellung der Vergleichbarkeit zwischen Geometrievektoren sind. Des Weiteren ist der Zielkonflikt zwischen dem Strahlkegelwinkel τ und der Penetration P durch den hohen negativen Korrelationskoeffizienten von -0,61 stark ausgeprägt.

6.2 Metamodelle / Ersatzmodelle

Mit Hilfe von Ersatzmodellen soll die CFD-Evaluierung durch eine vereinfachte Berechnung möglichst exakt vorhergesagt werden. Die systematische Verteilung der

Geometrievektoren der statistischen Versuchsplanung nach der Sobol-Methode eignen sich, um die 592 validen CFD-Ergebnisse als Stützstellen zur Erstellung von Approximationsmodellen einzusetzen, siehe Kapitel 2.3.2. Aufgrund der vereinfachten, sehr schnellen Berechnung dieser Metamodelle können ohne großen Aufwand Wirkzusammenhänge untersucht werden, z.B. für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T als auch für die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P . Im ersten Schritt werden Metamodellen mit unterschiedlichen Methoden für diese vier, für diese Arbeit relevanten, Ergebnisgrößen der statistischen Versuchsplanung erstellt und ihre Vorhersagegüte analysiert. Abschließend werden die geeignetsten Ersatzmodelle ausgewählt.

6.2.1 Arten und Konditionierung der Modelle

Tabelle 6.6 stellt die Konditionierung der drei Arten an untersuchten Ersatzmodellen dar. Mit der Konditionierung eines Ersatzmodells ist die exakte Formulierung der Methode gemeint, z.B. der Grad einer Polynomialen Regression.

Tabelle 6.6 Konditionierung der Ersatzmodelle

Ersatzmodell	Polynom	stochastische Beschreibung
Polynom, siehe Gleichung 2.47	$p^T = 3$. Ordnung	-
Kriging, siehe Gleichung 2.51	$f(x) = p^T(x) = 2$. Ordnung	$Z(x) =$ Exponentiell
RBF, siehe Gleichung 2.52	$f(x) = p^T(x) = 2$. Ordnung	$\phi(r) =$ Auto [77]

Für eine verständliche Visualisierung der Ersatzmodelle werden nachfolgend ausschließlich die Größen Nadelhub h_{NH} und Spritzlochdurchmesser d_{SL} variiert, da diese beiden Geometriegrößen hohe Korrelationskoeffizienten auf die Strömungsergebnisse aufweisen, vgl. z.B. Tabelle 6.3. Die verbleibenden sieben Geometriegrößen besitzen in den Abbildungen 6.6 bis 6.9 den Wert 0,5. Abbildung 6.6 zeigt die Antwortflächen der drei Ersatzmodelle für die Einschränkung des Massenstroms \dot{m} . Alle Antwortflächen fallen glatt aus und es sind nur geringe Unterschiede zwischen den drei Modellansätzen festzustellen, siehe Abbildung 6.6.

Leicht unterschiedliche Formen zeigen die drei Antwortflächen für die Einschränkung des Targeting Radius r_T , siehe Abbildung 6.7. Die projizierten Linien konstanten Targeting Radius r_T zeigen, insbesondere bei geringen Spritzlochdurchmessern d_{SL} , hohe Unterschiede im Nadelhub h_{NH} , sodass hier größere Unterschiede bei der Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit zu erwarten sind.

Abbildung 6.8 stellt die Antwortflächen für den Strahlkegelwinkel τ dar. Einzig das Polynom 3. Ordnung zeigt bei kleinen Nadelhüben h_{NH} abfallende Strahlkegelwinkel τ .

Die Antwortflächen der zweiten Zielgröße Penetration P sind in Abbildung 6.9 dar-

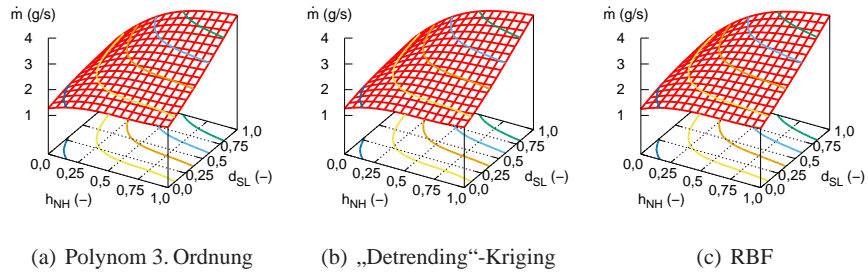


Abb. 6.6 Antwortfläche der Ersatzmodelle Polynom 3. Ordnung, „Detrending“-Kriging und RBF für den Massenstrom \dot{m} .

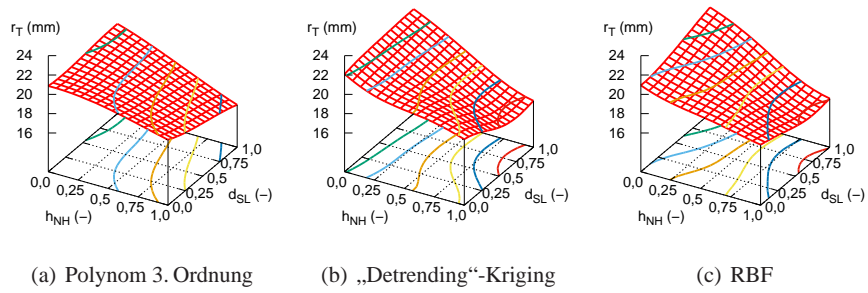


Abb. 6.7 Antwortfläche der Ersatzmodelle Polynom 3. Ordnung, „Detrending“-Kriging und RBF für den Targeting Radius r_T .

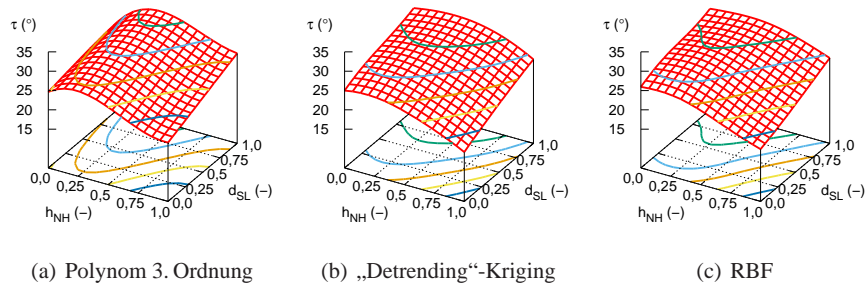


Abb. 6.8 Antwortfläche der Ersatzmodelle Polynom 3. Ordnung, „Detrending“-Kriging und RBF für den Strahlkegelwinkel τ .

gestellt. Alle drei Approximationsmodelle zeigen eine geringe Sensitivität hinsichtlich der gewählten Variable Spritzlochdurchmesser d_{SL} und ein näherungsweise lineares Verhalten zum Nadelhub h_{NH} auf.

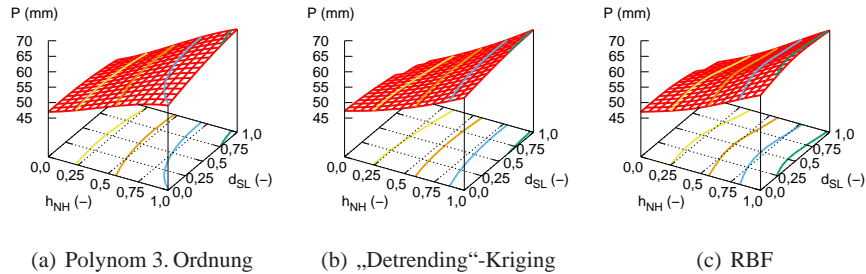


Abb. 6.9 Antwortfläche der Ersatzmodelle Polynom 3. Ordnung, „Detrending“-Kriging und RBF für die Penetration P .

Die beispielhaften Visualisierungen der Ersatzmodelle in den Abbildungen 6.6 bis 6.9 zeigen die Antwortflächen ausschließlich auf einem zweidimensionalen Unterraum. Hierbei sind die globalen Trends der drei Arten von Ersatzmodellen qualitativ konsistent, Unterschiede werden jedoch lokal sichtbar. Die im nächsten Abschnitt durchgeführte Bewertung quantifiziert die Güte der Approximationen.

6.2.2 Überprüfung der Vorhersagegüte

Die Qualität der Metamodelle wird erfasst, indem das Testfeld in zwei sich nicht überschneidende Mengen aufgeteilt wird, vgl. Kapitel 2.3. Mit einem Teil der Menge werden die Koeffizienten der Ersatzmodelle bestimmt und mit der verbleibenden Menge kann die Vorhersagegenauigkeit überprüft werden. Somit wird ein potentielles „Overfitting“ [69] identifiziert, bei welchem die Konditionierung keine Allgemeingültigkeit für den Suchraum besitzt, sondern nur eine möglichst guten Approximation der Stützstellen beinhaltet.

Generell nimmt die Vorhersagegenauigkeit mit abnehmender Anzahl an Stützstellen ab. Um diesen Effekt bei der Beurteilung der Ersatzmodelle minimal zu halten, wird nachfolgend jede der 592 Stützstellen, vgl. Tabelle 6.1, einzeln aus dem Testfeld extrahiert und auf den verbleibenden 591 Stützstellen die Ersatzmodelle konditioniert. Die approximierte Lösung der extrahierten Stützstelle wird mit der simulierten Lösung verglichen. Die Abweichung dient zur Bestimmung der Vorhersagegenauigkeit. Die aufwendige Überprüfung beinhaltet somit die Erstellung von 7.104 Ersatzmodellen, da jede Stützstelle sowohl für die drei Arten von Ersatzmodellen als auch für die vier zu approximierenden Größen eine individuelle Konditionierung benötigt. Die Vorhersagegenauigkeit der Metamodelle wird mit dem

Bestimmtheitsmaß R^2 , der maximalen Abweichung MA und der Verteilung der Abweichungen beurteilt, siehe z.B. [88] oder Kapitel 2.3.

Tabelle 6.7 Bestimmtheitsmaß R^2

R^2	\dot{m}	r_T	τ	P
Polynom 3. Ordnung	0,995	0,946	0,759	0,623
„Detrending“-Kriging	0,990	0,940	0,828	0,803
RBF	0,992	0,945	0,839	0,804

Die Bestimmtheitsmaße R^2 für die zwei Zielgrößen und den zwei Einschränkungen sind für die untersuchten Metamodelle in Tabelle 6.7 aufgelistet. Für die beiden Einschränkungen ergeben sich vernachlässigbare Unterschiede zwischen den drei Ansätzen. Das Bestimmtheitsmaß R^2 ist größer als 0,99 für den Massenstrom \dot{m} und größer als 0,94 für den Targeting Radius r_T . Dies zeigt die gute Qualität der Modelle auf. Demgegenüber zeigen sich größere Unterschiede zwischen den Metamodellen der beiden Zielgrößen. Die Approximationsansätze mit stochastischem Anteil, d.h. „Detrending“-Kriging und RBF, besitzen höhere Bestimmtheitsmaße R^2 als die Polynomiale Regression, vgl. Tabelle 6.7. Das Kriging und das RBF-Ersatzmodell liefern gute Vorhersagen mit einem Bestimmtheitsmaß von ca. 0,80 für die Penetration P und ca. 0,83 für den Strahlkegelwinkel τ , wobei nahezu keine Unterschiede zwischen den beiden Ansätzen der Modellierung existieren.

Der am schlechtesten vorhergesagte Datenpunkt des Testfeldes wird durch die maximale Abweichung MA ermittelt. Die geringste maximale Abweichung MA liefert für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T das Polynom 3. Ordnung und für die beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P das „Detrending“-Kriging Ersatzmodell, siehe Tabelle 6.8.

Tabelle 6.8 Maximale Abweichung MA

MA	$\dot{m}(g/s)$	r_T (mm)	τ (°)	$P(mm)$
Polynom 3. Ordnung	0,27	8,00	15,06	17,52
„Detrending“-Kriging	0,32	9,31	14,21	8,28
RBF	0,32	8,57	14,68	8,82

In Abbildung 6.10 wird der vorhergesagte Wert über dem simulierten Wert aufgetragen. Bei einer exakten Approximation entspricht der vorhergesagte dem simulierten Wert und liegt somit auf der 1. Winkelhalbierenden. Liegt die Vorhersage des Geometrievektors oberhalb der Winkelhalbierenden ist dieser Wert zu groß präzidiert und umgekehrt.

Die Werte der Geometrievektoren scheinen gleichmäßig um die 1. Winkelhalbierende zu streuen. Kritisch hinterfragt werden sollten diejenigen Geometrievektoren, die für alle drei Arten an Ersatzmodellen ähnlich schlecht präzidiert werden, wie

z.B. der in Abbildung 6.10(g)-(i) markierte Geometrievektor mit einem simulierten Strahlkegelwinkel τ von ungefähr 35° . Die Ursache dieser hohen Diskrepanz zwischen Modellvorhersage und Simulation sollte für zukünftige Studien weiter untersucht werden.

Die Gegenüberstellung von vorhergesagten zu simulierten Ergebnissen mit Hilfe eines „Box-Plots“ erlaubt eine qualitative und quantitative Beurteilung der Verteilung der Abweichungen sowie der maximalen Abweichung MA und fasst somit die beiden untersuchten Kriterien zusammen. In Abbildung 6.11 stellt die untere Box jeweils die Spanne zwischen dem 25%-Perzentil-Wert und dem Medianwert dar, die obere Box umfasst alle Daten zwischen Medianwert und 75%-Perzentil-Wert. Innerhalb der beiden Antennen liegen 90% der Datenpunkte. Die beiden Boxen sind für alle gezeigten Modelle ungefähr gleich groß und die Medianwerten betragen bei allen Modellen ungefähr null. Somit tritt keine systematische Abweichung zu größeren oder kleineren Werten bei der Vorhersage auf, sodass keine Änderungen an den Konditionierungen der Modelle vorzunehmen sind. Für den Targeting Radius r_T zeigt Abbildung 6.11 (b) einen Geometrievektor mit hohen positiven Abweichungen. Erneut ist der kritische Wert des Strahlkegelwinkels τ anhand hoher negativer Abweichungen in Abbildung 6.11 (c) zu erkennen.

Für alle vier untersuchten Größen ist die Vorhersage für 90% der Geometrievektoren, d.h. innerhalb der Antennen in Abbildung 6.11, als gut zu bewerten, wobei die größten Boxen und Antennenbreiten für die Penetration P auftreten. Hohe maximale Abweichungen zeigen jedoch, dass die Modelle lokal im Suchraum große Abweichungen von den Simulationsergebnissen besitzen können.

6.2.3 Auswahl der Ersatzmodelle

Die Bewertung der Qualität der Metamodelle wird nachfolgend in Tabelle 6.9 zusammengefasst. Für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T besitzen die Polynome 3. Ordnung sowohl die höchsten Bestimmtheitsmaße R^2 als auch die geringsten maximalen Abweichungen MA , sodass diese ausgewählt werden. Für die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P besitzen die RBF-Approximationen gegenüber den „Detrending“-Kriging Modellen minimal bessere Bestimmtheitsmaße R^2 , wobei die „Detrending“-Kriging Ersatzmodelle eine leicht geringere maximale Abweichung MA aufweisen, vgl. Tabelle 6.7 und Tabelle 6.8. Die Entscheidung zugunsten der „Detrending“-Kriging Modelle für die beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P beruht auf der Einschätzung, dass eine hohe maximale Abweichung MA kritisch bei der Verwendung als Ersatzmodell zur Evaluierung von Geometrievektoren im Zuge einer Optimierung ist. Die Art der ausgewählten Ersatzmodelle, deren Bestimmtheitsmaß R^2 und deren maximale Abweichungen MA sind in Tabelle 6.10 zusammengefasst.

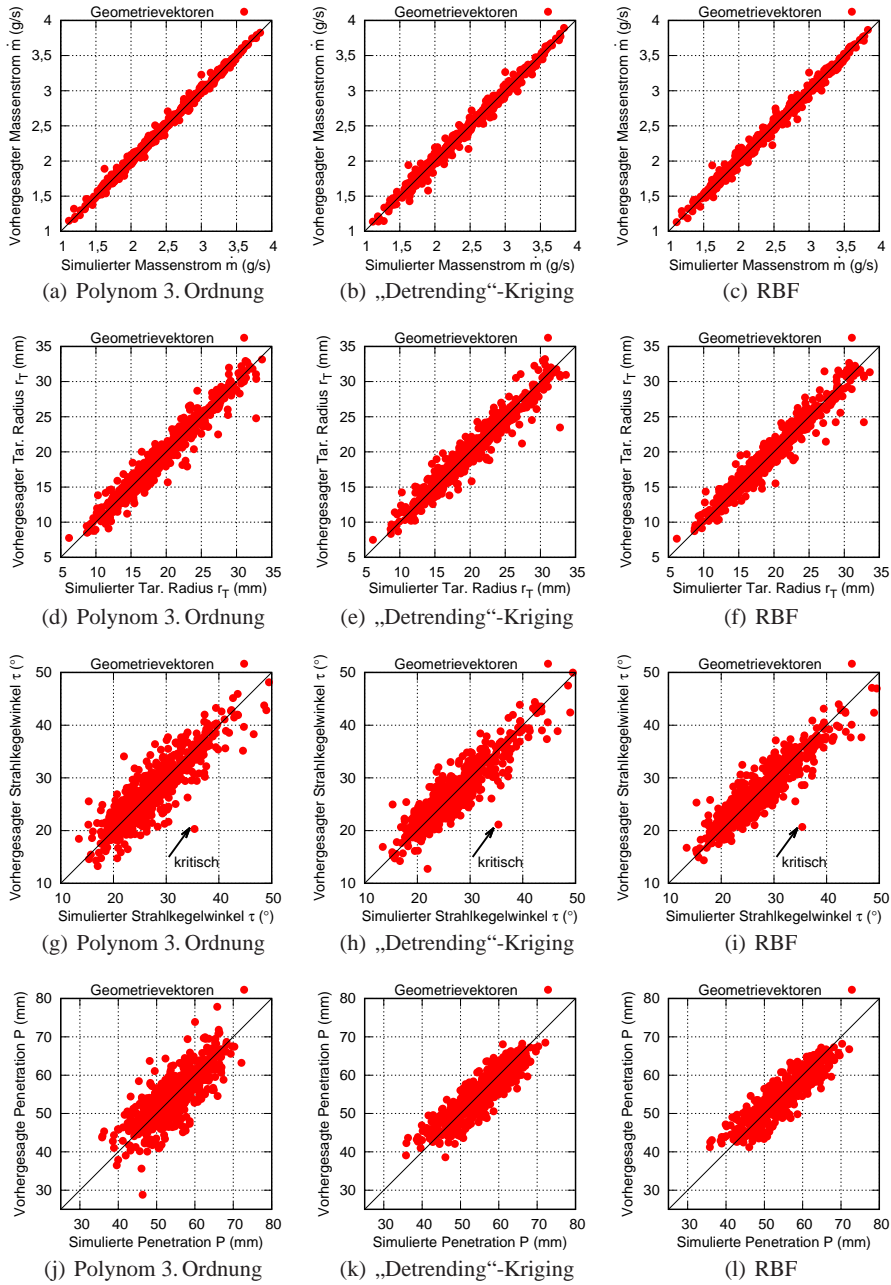


Abb. 6.10 Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit der Metamodelle für die Größen Massenstrom \dot{m} , Targeting Radius r_T , Strahlkegelwinkel τ und Penetration P .

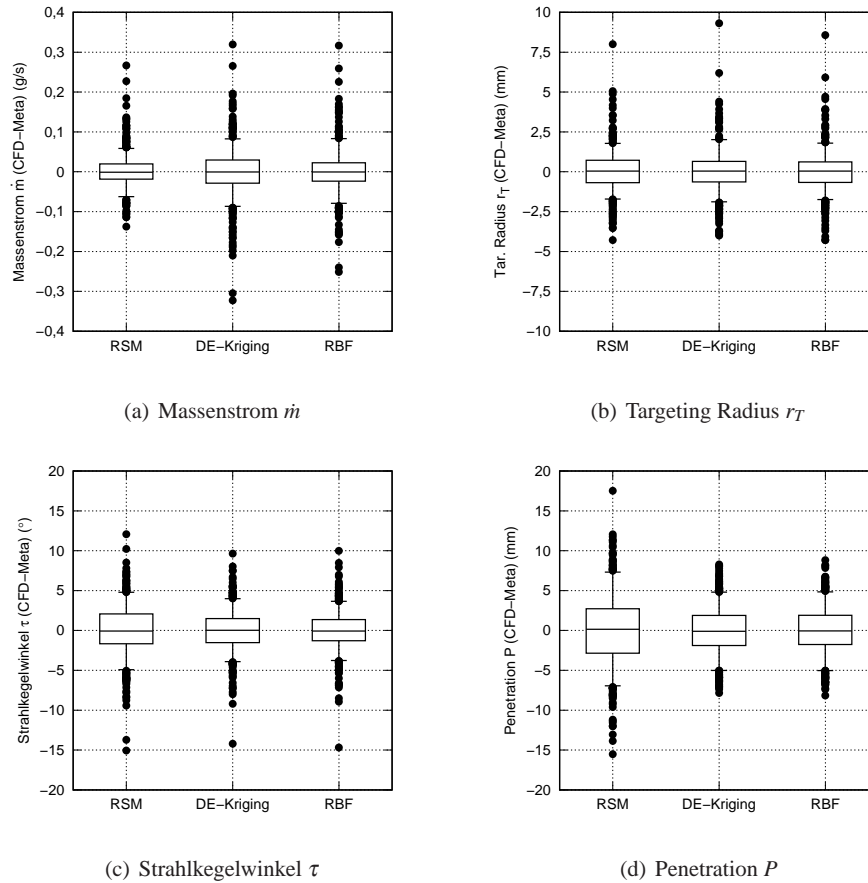


Abb. 6.11 Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit der Metamodelle anhand der absoluten Abweichung mittels „Box-Plot“.

6.3 Anwendung und Bewertung

Ersatzmodellen können im Kontext einer Optimierungsaufgabe sehr vielfältig angewendet werden, wie z.B. zur Erforschung des Parameterraums, zur Formulierung des Optimierungsproblems oder zur Optimierung selbst. In diesem Abschnitt des Kapitels wird der Parameterraum mittels exemplarisch gewählter Fragestellungen erforscht. Eine globale Mehrzieloptimierung des vorgestellten Optimierungsproblems mittels Ersatzmodell-Evaluierung erfolgt im Kapitel 7 Optimierung.

Tabelle 6.9 Bewertung der Metamodelle

Massenstrom \dot{m}	R^2	MA	Verteilung
Polynom 3. Ordnung	++	++	+
„Detrending“-Kriging	+	+	+
RBF	+	+	+
Targeting Radius r_T	R^2	MA	Verteilung
Polynom 3. Ordnung	++	+	+
„Detrending“-Kriging	+	0	+
RBF	+	+	+
Strahlkegelwinkel τ	R^2	MA	Verteilung
Polynom 3. Ordnung	0	0	0
„Detrending“-Kriging	+	0	+
RBF	+	0	+
Penetration P	R^2	MA	Verteilung
Polynom 3. Ordnung	-	--	0
„Detrending“-Kriging	0	0	+
RBF	0	0	+

Tabelle 6.10 Zusammenfassung der ausgewählten Ersatzmodelle für die Einschränkungen und die Zielgrößen

	Größe	Modell ^a	R^2	MA
Einschränkung	Massenstrom \dot{m}	Polynom 3. Ordnung	0,995	0,27 (g/s)
	Targeting Radius r_T	Polynom 3. Ordnung	0,946	8,00 (mm)
Zielgrößen	Strahlkegelwinkel τ	„Detrending“-Kriging	0,828	14,2 (°)
	Penetration P	„Detrending“-Kriging	0,803	8,28 (mm)

^a Konditionierung siehe Tabelle 6.6

6.3.1 Erforschung des Parameterraums

Basierend auf den in Tabelle 6.3 gelisteten Pearson-Koeffizienten werden sowohl für die Einschränkungen als auch für die Zielgrößen dreidimensionale Antwortflächen über den beiden Geometriegrößen mit höchsten Korrelationskoeffizienten dargestellt und analysiert. Abbildung 6.12 stellt die beiden Antwortflächen der Einschränkungen dar:

- Der Massenstrom \dot{m} hängt maßgeblich von den engsten Strömungsquerschnitten im Ventilsitz ab. Der engste Spalt zwischen Ventilsitz und -nadel wird hierbei vom Nadelhub h_{NH} und der Drosselung im Spritzloch durch dessen Durchmesser d_{SL} beeinflusst, siehe Abbildung 6.12 (a). Die Antwortfläche zeigt im Bereich großer Nadelhöhe h_{NH} eine nahezu lineare Abhängigkeit auf den

Spritzlochdurchmesser d_{SL} , wobei der Strömungsquerschnitt des Spritzloches quadratisch mit dem Spritzlochdurchmesser d_{SL} ansteigt.

- Der Targeting Radius r_T kann rein geometrisch aus der Spritzlochachse abgeschätzt werden, da diese die Strahlachse maßgeblich bestimmt. Somit besitzt der radiale Neigungswinkel α den größten Einfluss auf den Targeting Radius r_T . Zusätzlich zeigt Abbildung 6.12 (b) ebenfalls den Einfluss der Spritzlochkonizität ψ , die die Stärke der Strahlführung mitbestimmt. Für kleine Konizitäten ψ stimmt die Lochachse mit der Strahlachse nahezu überein, während für große Konizitäten diese Abweichung ansteigt. Somit muss der radiale Neigungswinkel α bei großen Konizitäten tendenziell höher ausfallen, um den geforderten Targeting Radius r_T von 20 ± 1 mm einzuhalten.

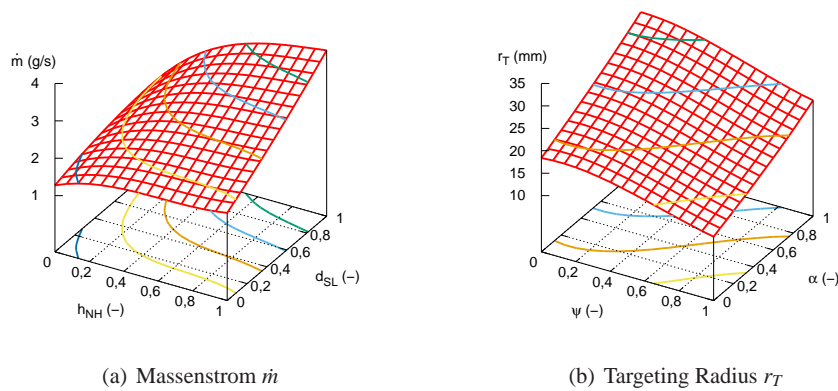


Abb. 6.12 Dreidimensionale Antwortflächen der Metamodelle für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T .

In Abbildung 6.13 sind die Antwortflächen über die zwei Parameter mit den höchsten Korrelationskoeffizienten für die zwei Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P dargestellt. Mit zunehmender Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} sinkt der Strahlkegelwinkel τ und die Penetration P steigt. Dieses gegensätzliche Verhalten zeigt erneut den Zielkonflikt auf.

- Der Strahlkegelwinkel τ besitzt einen Korrelationskoeffizienten von -0,53 zur Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} und von 0,36 zum Spritzlochdurchmesser d_{SL} . Die Sensitivität des Spritzlochdurchmessers d_{SL} steigt dabei mit kleiner werdenden Wandstärken des Ventilsitzes l_{WS} , siehe Abbildung 6.13 (a). Im dargestellten Teil des Suchraumes Ω ist ersichtlich, dass der Strahlkegelwinkel τ mit steigender Wandstärke l_{WS} und abnehmendem Spritzlochdurchmesser d_{SL} sinkt.
- Die Penetration P wird in Abbildung 6.13 (b) vom Nadelhub h_{NH} dominiert. Der Einfluss der Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} zeigt sich vor allem bei kleinen Nadelhüben. Hier nimmt die Penetration P mit zunehmender Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} ebenfalls zu.

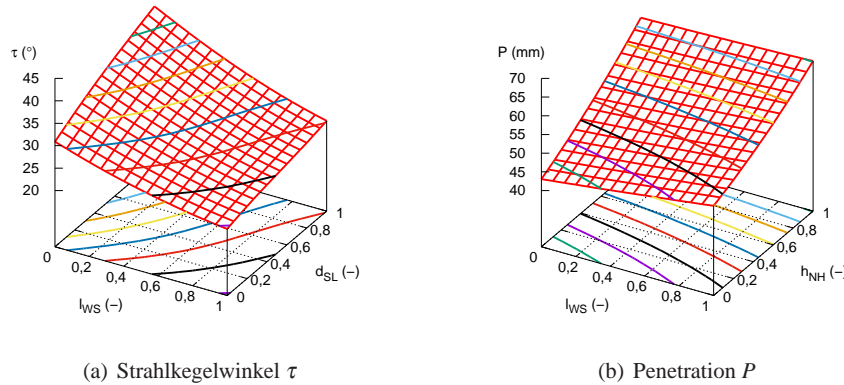


Abb. 6.13 Dreidimensionale Antwortflächen der Metamodelle für die beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P .

Die Ergebnisse der statistischen Versuchsplanung liefern aufgrund des hochdimensionalen Suchraumes Ω keine eindeutigen Zusammenhänge bezüglich der dimensionslosen Geometrieckenngroße l/d und den Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P , vgl. Abbildung 6.5. Mit Hilfe der Ersatzmodelle kann nun gezielt eine Geometriegröße des l/d -Verhältnisses, z.B. die Spritzlochlänge l_{SL} , variiert werden. In Abbildung 6.14 wird ein unterschiedliches l/d -Verhältnis für konstante Spritzlochdurchmesser d_{SL} durch Variation der Spritzlochlänge l_{SL} erzielt. So kann der Effekt der Spritzlochlänge l_{SL} in Abhängigkeit des Spritzlochdurchmessers d_{SL} isoliert untersucht werden. Die sieben nicht dargestellten Geometrie Größen sind in dieser Abbildung erneut konstant gehalten. Es ergeben sich folgende Einflüsse der Spritzlochlänge l_{SL} auf die beiden Zielgrößen:

- Bei konstantem Spritzlochdurchmesser d_{SL} und damit bei ungefähr konstantem Massenstrom \dot{m} nimmt der Strahlkegelwinkel τ mit zunehmendem l/d -Verhältnis ab, siehe Abbildung 6.14 (a).
- Ein zunehmendes l/d -Verhältnis führt zu einer erhöhten Penetration P des Kraftstoffstrahls, wobei sich dieser Effekt mit großen Spritzlochdurchmessern d_{SL} abschwächt, siehe Abbildung 6.14 (b).

Die beiden Grafiken aus Abbildung 6.14 verdeutlichen den Konflikt, gleichzeitig die Penetration P und den Strahlkegelwinkel τ zu minimieren. Mit kleiner werdenden Spritzlochlängen sinkt die Penetration P während der Strahlkegelwinkel τ steigt. Dies ist in Abbildung 6.14 insbesondere für kleine Spritzlochdurchmesser d_{SL} zu erkennen.

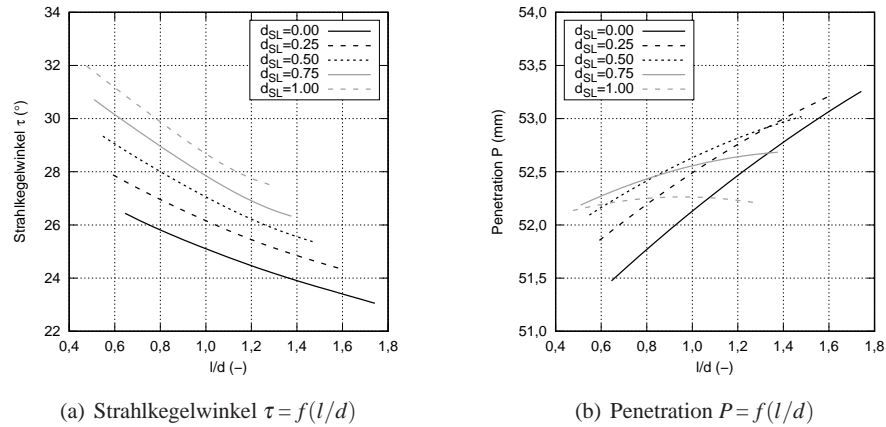


Abb. 6.14 Einfluss des l/d -Verhältnis auf den Strahlkegelwinkel τ und die Penetration P .

6.3.2 Zusammenfassende Bewertung

Innerhalb der statistischen Versuchsplanung werden 700 Geometrievektoren nach der Sobol-Methode im neun-dimensionalen Suchraum verteilt. Die Berechnung mit dem gekoppelten Simulationsprozess zeigt, dass der Suchraum die für das Optimierungsproblem geforderten Einschränkungen eines Massenstroms von $2,25 \pm 0,05 \text{ g/s}$ und einem Targeting Radius r_T von $20 \pm 1 \text{ mm}$ gleichmäßig abdeckt. Aufgrund der drei Ungleichheitsbedingungen und invaliden Evaluierungen, sind die neun Geometrie Größen nicht vollständig unabhängig voneinander, sodass Scheinkorrelationen zwischen Geometrie- und Strömungsgrößen auftreten können. Potentielle Scheinkorrelationen werden mittels einer Korrelationsanalyse zwischen den einzelnen Geometrieparametern identifiziert.

Der große Einfluss der beiden Einschränkungen des Optimierungsproblems Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T auf die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P zeigen, dass die eng gewählten Toleranzen für den Massenstrom \dot{m} und den Targeting Radius r_T gerechtfertigt und notwendig sind. Zudem verdeutlicht der lineare Korrelationskoeffizient zwischen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P von $-0,61$ den Zielkonflikt.

Die Ergebnisse der statistischen Versuchsplanung dienen sowohl zur Erstellung von Metamodellen als auch zur Überprüfung ihrer Vorhersagegenauigkeit. Aufgrund der umfangreichen statistischen Versuchsplanung mit 592 erfolgreich validierten Geometrievektoren können hochwertige Ersatzmodelle erstellt werden. Die zwei Einschränkungen können mittels Polynomialer-Regression mit hoher Genauigkeit vorhergesagt werden. „Detrending“-Kriging Modelle eignen sich zur Vorhersage der beiden Zielgrößen. Aufgrund der hohen Approximationsgüte der Metamodelle können diese sehr vielfältig eingesetzt werden. So zeigt sich, dass der Einfluss des dimensionslosen l/d -Verhältnisses bei der Bewertung des Zielkonfliktes keine neuen,

eindeutigen Erkenntnisse hervorbringt. Vielmehr zeigt sich eine negative Korrelation zwischen der Spritzlochlänge und dem Strahlkegelwinkel τ und eine positive Korrelation zwischen der Spritzlochlänge und dem Penetration P , jeweils bei gleichbleibendem Spritzlochdurchmesser.

Kapitel 7

Optimierung

Das folgende Kapitel beschreibt die genetische Optimierung des Optimierungsproblems, bei dem gleichzeitig der Strahlkegelwinkel τ und die Penetration P unter Einhaltung der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T minimiert werden soll. Zum Start der Optimierung muss dem genetischen Algorithmus NSGA-II eine initiale Population übermittelt werden, die in dieser Arbeit mit Hilfe der in Kapitel 6 vorgestellten Metamodelle ermittelt wird. Anschließend wird sowohl eine Metamodell-Optimierung als auch eine CFD-Optimierung durchgeführt, die Evolutionsprozesse anhand der Populationen und Pareto-Fronten analysiert und die Ergebnisse der beiden Optimierungen verglichen. Die detaillierte Analyse der Pareto-Fronten erlaubt es, universelle Auslegungskriterien für einzelne Geometriegrößen des Ventilsitzes abzuleiten. Drei repräsentative Pareto-optimale Geometrien werden ausgewählt und einer nicht-optimierten Basis-Geometrie gegenübergestellt. Hierzu werden neben den unterschiedlichen Geometriegrößen ebenfalls die Strömungsgrößen der Innenströmung und des Sprays betrachtet.

Aufgrund der Wichtigkeit der Nomenklatur für das Verständnis dieses Kapitels wird die Definition 3.1 nochmals wiederholt:

Definition 7.1. Eine *valide* Evaluierung besagt, dass zu einem Geometrievektor die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P und die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T durch den CFD- Simulationsablauf bestimmt werden konnten. Eine *gültige* Evaluierung erfüllt darüber hinaus zusätzlich die Werte der beiden Einschränkungen, d.h. der Massenstrom \dot{m} des Geometrievektors ist innerhalb von $2,25 \pm 0,05$ g/s und der Targeting Radius r_T des Geometrievektors ist innerhalb von 20 ± 1 mm.

7.1 Initialisierung

Aus der statistischen Versuchsplanung geht hervor, dass nur sieben von 700 Geometrievektoren des neun-dimensionalen Suchraums die Einschränkungen eines vorgegebenen Massenstroms \dot{m} und Targeting Radius r_T erfüllen, vgl. Kapitel 6. Das

entspricht einer Quote an gültigen Evaluierungen von exakt einem Prozent. In einem ersten Schritt soll die Frage geklärt werden, wie eine für die Optimierung geeignete initiale Population aus den Informationen der Ersatzmodelle extrahiert werden kann. Ziel der in diesem Abschnitt beschriebenen Methode ist es, bereits in der ersten Generation durch die Wahl einer geeigneten Initialisierung eine möglichst hohe Anzahl gültiger Geometrien bei gleichzeitig hoher Diversität der Individuen zu erhalten. Es wird erwartet, dass die Wahl einer initialen Population mit einer hohen Quote an gültigen Geometrievektoren den Optimierungsfortschritt beschleunigt.

7.1.1 Initiale Population für die Metamodell-Optimierung

Die Vorgehensweise zur Ermittlung einer geeigneten initialen Population für die anschließend folgende Metamodell-Optimierung ist schematisch in Abbildung 7.1 dargestellt. Im ersten Schritt wird auf Basis der Metamodelle eine zweite „Meta-DoE“ mit einem Sobol-Testfeld der Größe 10.000 erstellt. Zum Auffinden potentiell gültiger Geometrien werden nur die Metamodelle für die Größen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T benötigt, die eine sehr hohe Vorhersagegenauigkeit aufweisen, vgl. Abschnitt 6.2, Abbildung 6.11 und Tabelle 6.10. Anschließend wird diese „Meta-DoE“ nach gültigen Individuen gefiltert, die beide Einschränkungen erfüllen. Eine initiale Population mit N gültigen Individuen stellt das Ergebnis der Vorgehensweise aus Abbildung 7.1 dar.

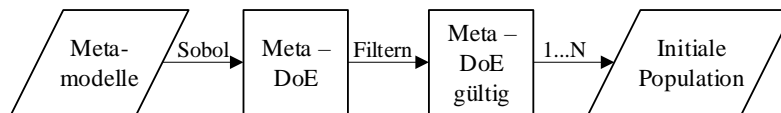


Abb. 7.1 Ablaufdiagramm zur Extraktion einer initialen Population für die CFD-Optimierung aus den Metamodellen für die beiden Einschränkungen Massenstrom und Targeting Radius.

Der direkte Vergleich zwischen einer Optimierung mit und einer ohne Metamodell-unterstützten Initialisierung ist in Abbildung 7.2 zu sehen. Nach Evaluierung der ersten Generation ist die Pareto-Front mit Metamodell-unterstützter Initialisierung mit 15 Geometrievektoren bereits ausgeprägt, während die Pareto-Front der Optimierung ohne Metamodell-unterstützter Initialisierung aus einem einzelnen Geometrievektor besteht, vgl. Abbildung 7.2 (a). Auch nach 20 Generationen ist die Pareto-Front unter Verwendung der Metamodell-unterstützten Initialisierung dichter besetzt, umfasst einen größeren Bereich und hat sich weiter in Richtung Utopia entwickelt, vgl. Abbildung 7.2 (b).

Der Nutzen im Verhältnis zum zusätzlichen Aufwand dieser Initialisierung-Methode ist aber für eine Metamodell-Optimierung als gering einzuschätzen. Da die Meta-Evaluierung eines einzelnen Geometrievektors nur einen Bruchteil einer Sekunde benötigt, wäre auch eine viel größere Anzahl an Generationen und/oder eine grö-

ßere Populationsgröße zur erfolgreichen Durchführung der Optimierung möglich. Dies ist, aufgrund der hohen Ressourcenanforderung einer Evaluierung mit dem gekoppelten Simulationsablauf aus Kapitel 5 allerdings nicht für die genetische CFD-Optimierung möglich.

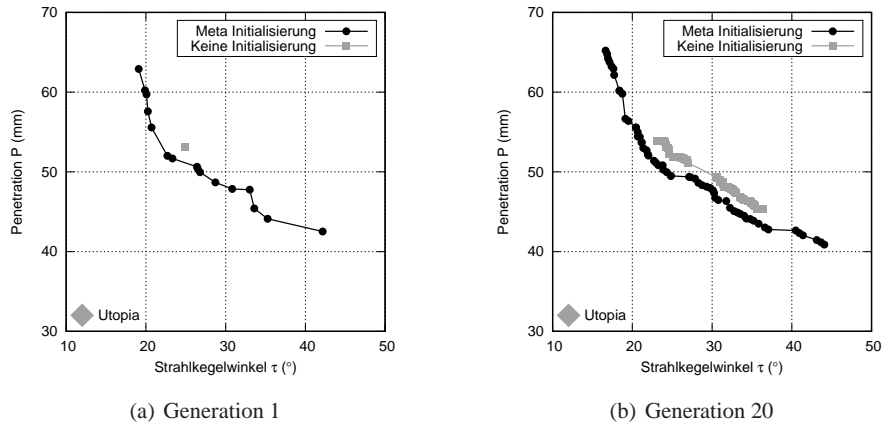


Abb. 7.2 Vergleich des Optimierungsfortschrittes mit und ohne Metamodell-unterstützter Initialisierung.

7.1.2 Initiale Population für die CFD-Optimierung

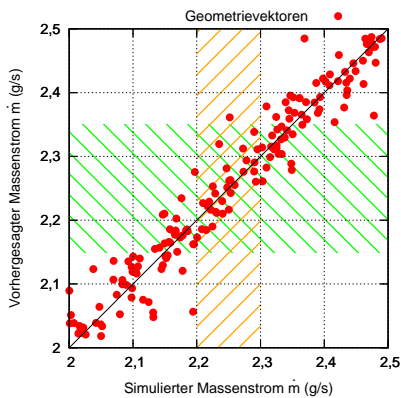
Für die erfolgreiche Durchführung einer CFD-Optimierung innerhalb des vorhandenen Ressourcenrahmens muss eine geeignete Population für die Initialisierung bereitgestellt werden. Analog zur Vorgehensweise bei der Metamodell-Optimierung wird diese Population aus den Metamodellen abgeleitet.

Hierbei muss bei der Filterung berücksichtigt werden, dass die Evaluierungen der 10.000 Sobol verteilten Geometrien mittels Metamodellen approximierte Lösungen darstellen. So kann beispielsweise ein vorhergesagter Targeting Radius r_T von 18,5 mm bei Evaluierung mittels CFD innerhalb des Toleranzbereichs von 20 ± 1 mm liegen. Da möglichst keine gültigen Lösungskandidaten auf Grund einer ungenauen Approximation der Metamodelle aussortiert werden sollen, werden die Toleranzen für die Einschränkungen bei der Filterung vergrößert. Die Überprüfung der Vorhersagegenauigkeit der Metamodelle für den Massenstrom \dot{m} und den Targeting Radius r_T in Kapitel 6.2 hat ergeben, dass die Unsicherheiten der Metamodelle bei ungefähr 90% der Geometrievektoren innerhalb des doppelten Toleranzbereichs des Optimierungsproblems vorzufinden sind, vgl. Antennenbreite der Polynomia-len Regression in Abbildung 6.11 (a)(b). Somit wird bei der Ermittlung der initialen

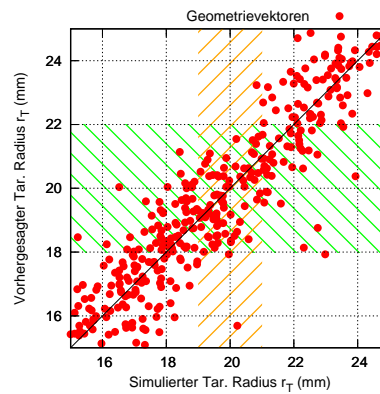
Population für die CFD-Optimierung der Filterprozess mit den verdoppelten Toleranzen durchgeführt.

- Metamodell-Toleranz für den Massenstrom: $\dot{m} = 2,25 \pm 0,1 \text{ g/s}$
- Metamodell-Toleranz für den Targeting Radius: $r_T = 20 \pm 2 \text{ mm}$

In Abbildung 7.3 ist ein Vergleich zwischen Modellvorhersage und Simulationsergebnis anhand der Ergebnisse der statistischen Versuchsplanung für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T zu sehen. Hierbei ist ausschließlich der Wertebereich nahe der geforderten Einschränkungen abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die gültigen, simulierten Geometrievektoren (Abszisse) innerhalb der verdoppelten Toleranzen bei der Vorhersage der Metamodelle (Ordinate) aufzufinden sind. Für den Massenstrom \dot{m} ist einzig einer von 31 gültigen, simulierten Datenpunkten außerhalb des verdoppelten Toleranzbereichs der Metamodelle, siehe Abbildung 7.3 (a). Für den Targeting Radius r_T liegen 5 von 82 gültigen, simulierten Geometrievektoren außerhalb des verdoppelten Toleranzbereichs, siehe Abbildung 7.3 (b).



(a) 31 von 700 Datenpunkte erfüllen die Massenstrom \dot{m} Einschränkung



(b) 82 von 700 Datenpunkte erfüllen die Targeting Radius r_T Einschränkung

Abb. 7.3 Vergleich zwischen Metamodellvorhersage und Simulationsergebnissen anhand der Ergebnisse der statistischen Versuchsplanung. Schraffierte Toleranzbereiche der beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T zeigen die Auswirkungen der verdoppelten Toleranzen für den Filterprozess.

Durch die Wahl der verdoppelten Toleranzen können somit nahezu alle potentiell gültigen Geometrievektoren für das Optimierungsproblem berücksichtigt und eine hohe Diversität der Geometrievektoren der initialen Population sichergestellt werden. Der schematische Ablauf zur Ermittlung der initialen Population für die CFD-Optimierung ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die verdoppelten Toleranzen für die Einschränkungen haben zur Folge, dass Geometrievektoren für die initiale Population der Optimierung ausgewählt werden, die die beiden Einschränkungen nicht

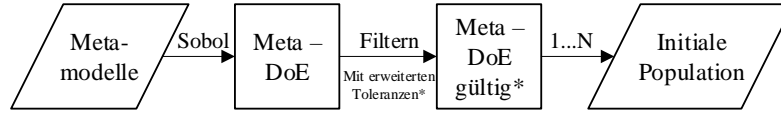


Abb. 7.4 Ablaufdiagramm zur Extraktion einer initialen Population aus den Metamodellen für die CFD-Optimierung mit *erweiterten* Toleranzen für die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T .

erfüllen. In Abbildung 6.11 konnte gezeigt werden, dass die Differenz zwischen simuliertem und vorhergesagtem Wert der Metamodelle ungefähr gleich-verteilt ist. Somit liegt, aufgrund der verdoppelten Toleranzen, die idealisierte Wahrscheinlichkeit, dass eine Einschränkung erfüllt wird bei 50%. Insgesamt ergibt sich eine idealisierte Wahrscheinlichkeit P_{ideal} , dass die ursprünglichen Toleranzen für den Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T bei der Metamodell-unterstützten Initialisierung innerhalb der CFD-Optimierung eingehalten werden, von 25%:

$$P_{ideal}(\text{gültig}) = P_{m,ideal}(\text{gültig}) \times P_{r_T,ideal}(\text{gültig}) = 0,5 \times 0,5 = 0,25 \quad (7.1)$$

Die Berechnung der initialen Population mit dem gekoppelten CFD-Simulationsablauf besitzt 12 gültige Geometrievektoren, siehe Abschnitt 7.2.2. Somit wird die idealisierte Wahrscheinlichkeit von 25% ungefähr erreicht und der große Nutzen dieser Initialisierungsmethode aufgezeigt.

- Ohne Metamodell-unterstützter Initialisierung: 7 von 700 (1%)
- Mit Metamodell-unterstützter Initialisierung: 12 von 60 (20%)

Aufgrund des hohen Rechenaufwandes wird von einem direkten Vergleich zwischen einer CFD-Optimierung mit und einer CFD-Optimierung ohne Metamodell-unterstützten Initialisierung abgesehen. Analog zur Untersuchung der Metamodell-unterstützten Initialisierung einer Metamodell-Optimierung in Abschnitt 7.1.1 wird davon ausgegangen, dass die Initialisierung mit einer hohen Anzahl gültiger Geometrievektoren in der initialen Population den Optimierungsfortschritt signifikant beschleunigt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die vorgestellte Initialisierungsmethodik die Machbarkeit der CFD-Optimierung für das in dieser Arbeit definierte Optimierungsproblem herstellt.

7.2 Durchführung der Optimierung

Der neun-dimensionale Suchraum Ω , die zu minimierenden Zielfunktionen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P und die problemspezifischen Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T des Optimierungsproblem sind detailliert in Kapitel 3 beschrieben. Die Mehrzieloptimierung wird mit dem genetischen Algorithmus NSGA-II durchgeführt, der sich zum Auffinden globaler Optima eignet, siehe Kapitel 2.4.2. Nachfolgend wird zuerst eine Optimierung mit Hilfe der in Ka-

pitel 6 ausgewählten Ersatzmodelle durchgeführt. Im zweiten Schritt wird das gleiche Optimierungsproblem mit Hilfe des gekoppelten CFD-Simulationsablaufes aus Kapitel 5 durchgeführt. Für beide Optimierungsansätze wird der Verlauf der Optimierung über die Generationen anhand der Populationen und Pareto-Fronten aufgezeigt. Abschließend erfolgt ein Vergleich und darauf basierend eine Bewertung dieser beiden Ansätze.

7.2.1 Meta-Optimierung

Bei der Metamodell-Optimierung erfolgt die Bewertung eines Geometrievektors mit Hilfe von Approximationsmodellen, sodass sowohl die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P als auch die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T des Optimierungsproblems Näherungslösungen darstellen. Anschließend an die genetischen Metamodell-Optimierung werden die Pareto-optimalen Geometrien der letzten Generation mittels des CFD-Simulationsprozesses ein zweites Mal evaluiert, sodass die Näherungslösungen durch exakte Lösungen des CFD-Simulationsablaufs ersetzt werden.

Der Evolutionszyklus des NSGA-II Algorithmus wird mit der aus den Metamodellen abgeleiteten Population mit 60 Individuen initialisiert. Die maximale Anzahl an Generationen wird zu Beginn der Optimierung auf 200 festgelegt, welche ebenfalls das Abbruchkriterium darstellen, siehe Abbildung 2.10. Eine einzelne Geometrieevaluierung benötigt ca. eine Sekunde auf einem einzelnen CPU. Verglichen mit dem Ressourcenbedarf einer CFD-Evaluierung ist dieser Aufwand zu vernachlässigen. Die Einstellungen der Ersatzmodell-Optimierung sind in Tabelle 7.2.1 zusammengefasst.

Tabelle 7.1 Einstellung der Meta-O mit GA

Eigenschaft	Wert
Genetischer Algorithmus	NSGA-II ^a
Größe Population N	60
Anzahl Generationen n_{gen} ^b	200
Zielfunktionen	minimale Penetration P minimaler Strahlkegelwinkel τ
Einschränkungen	Massenstrom $\dot{m} = 2,25 \pm 0,05 \text{ g/s}$ Targeting Radius $r_T = 20 \pm 1 \text{ mm}$
Variablenvektor \mathbf{x}^c	9-dimensional

^a Standardeinstellungen aus [77] bzw. [95]

^b Abbruchkriterium des Evolutionszyklus

^c siehe Gleichung 3.4

Zur Visualisierung der hochdimensionalen Zusammenhänge zwischen Such- und

Zielraum eignen sich Parallele-Koordinaten [151]. Bei dieser Darstellungsform besitzt jede Größe des Geometrievektors und jede Zielgröße eine eigene vertikale, parallele Achse. Werden neben dem Geometrievektor ebenfalls die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ

$$f_{\tau_{norm}} = \frac{\tau - 10^\circ}{40^\circ} \quad (7.2)$$

und Penetration P

$$f_{P_{norm}} = \frac{P - 30\text{mm}}{40\text{mm}} \quad (7.3)$$

normiert, besitzt jede Achse ausschließlich Werte zwischen null und eins. Zusätzlich wird der Zielkonflikt zwischen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P anhand des Grauwertes der Linien verdeutlicht: Je größer der Strahlkegelwinkel τ , desto größer der Grauwert bzw. desto dunkler die gezeichnete Linie.

In Abbildung 7.5 ist der Verlauf aller Individuen der gesamten Population (a,c,e) und der Individuen, die Teil der Pareto-Front (b,d,f) sind, für drei Generationen der genetischen Optimierung dargestellt. Die Population der 1. Generation zeigt, dass die Parameterbereiche für die Größen Spritzlochdurchmesser d_{SL} und radialem Neigungswinkel α nicht bis zu den unteren x_d^0 bzw. oberen Grenzen x_d^0 ausgeschöpft werden. Diese Bereiche würden die Einschränkungen nicht erfüllen und sind bereits durch die Metamodell-Initialisierung aussortiert.

Zwischen der 100. und der 200. Generation sind nur noch geringe Unterschiede in den Geometrievektoren der Population und der Pareto-Front zu erkennen. Somit erscheint die gewählte Anzahl von 200 Generationen gerechtfertigt für das Optimierungsproblem.

Bei der Optimierung mit Ersatzmodellen können anhand der Parallelen-Koordinaten der 200. Pareto-Front in Abbildung 7.5 (f) folgende Zusammenhänge abgelesen werden:

- Kleiner Strahlkegelwinkel τ :
Diese Geometrievektoren besitzen große Werte für den Nadelhub h_{NH} und für die Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} . Kleine Werte finden sich für den Vorstufendurchmesser d_{VS} , für die Spritzlochkonizität ψ und für den Spritzlochdurchmesser d_{SL} .
- Niedrige Penetration P :
Diese Geometrievektoren haben große Werte für den radialen Neigungswinkel α , für den Vorstufendurchmesser d_{VS} und für den Spritzlochdurchmesser d_{SL} gemeinsam. Kleine Werte treten hierbei für den Nadelhub h_{NH} , für die Spritzlochlänge l_{SL} und für die Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} auf.

Die Pareto-Front der 1., 100. und 200. Generation der Metamodell-Optimierung ist in Abbildung 7.6 (a) zu sehen. Zusätzlich sind die sieben gültigen Geometrievektoren der vorangegangenen statistischen Versuchsplanung abgebildet. Im Lauf der Evolutionszyklen bewegt sich die Pareto-Front ganzheitlich in Richtung „Utopia“ und es kann eine signifikante Reduktion des Strahlkegelwinkels τ und der Penetration P festgestellt werden. Somit werden nach 200 Generationen alle gültigen Punkte der statistischen Versuchsplanung von verbesserten Lösungen dominiert. Insbeson-

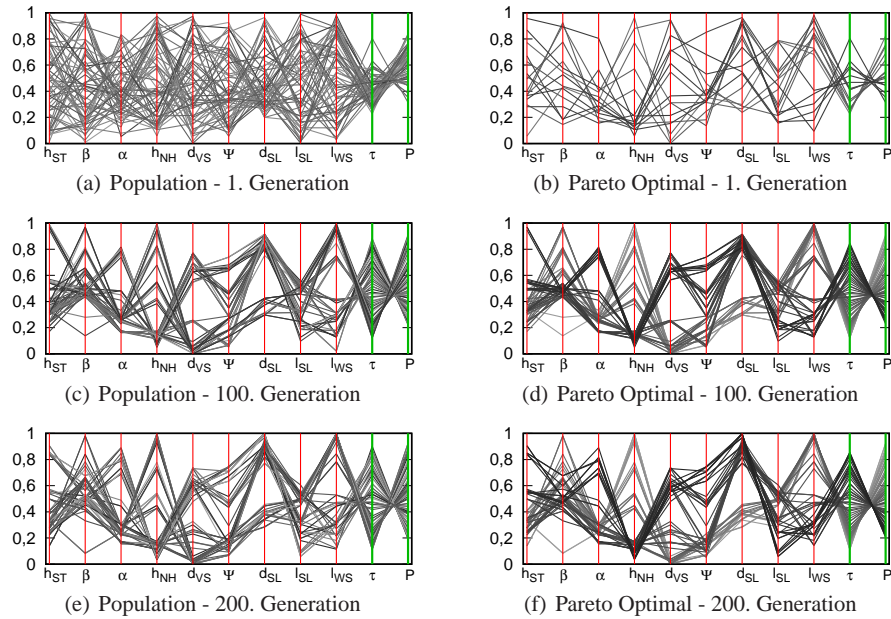
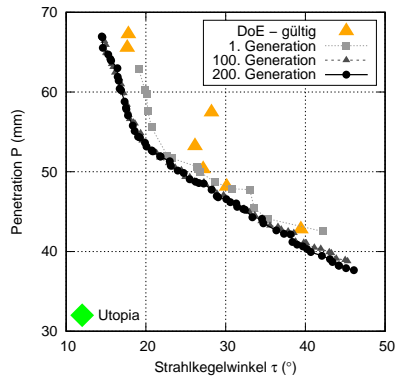


Abb. 7.5 Geometrievektoren der Populationen und Pareto-Fronten während der Optimierung. Grauwert in Abhängigkeit des Strahlkegelwinkels τ .

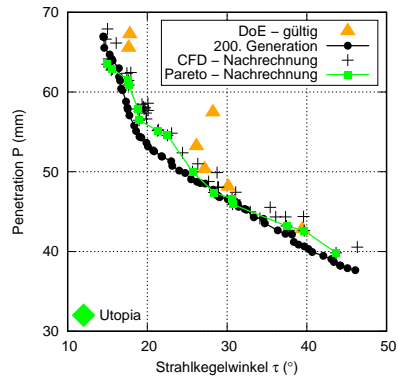
dere im Bereich einer hohen Penetration P und damit kleinen Strahlkegelwinkeln τ zeigen sich deutlich verbesserte Geometrievektoren. So findet die Optimierung beispielsweise eine Ventil Sitzgeometrie, die bei einer gleichbleibenden Penetration P von 60mm den Strahlkegelwinkel τ um über drei Grad reduziert. Analog zu Abbildung 7.5 ist nur ein geringer Unterschied zwischen der Pareto-Front der 100. und der 200. Generation zu erkennen. Die Pareto-Front ist somit konvergiert.

Ersatzmodelle bilden die Zielgrößen und die Einschränkungen des Optimierungsproblems nur näherungsweise ab. Deshalb soll in einem nächsten Schritt überprüft werden, wie gut die auf Basis der Metamodelle erzielten Pareto-optimalen Geometrien wirklich sind. Dafür werden alle 60 Geometrievektoren der 200. Pareto-Front der Metamodell-Optimierung ebenfalls mit dem CFD-Simulationsprozess nachgerechnet, siehe Abbildung 5.17. Die CFD-Evaluierungen zeigen, dass die Metamodelle die Zielgrößen der Pareto-Front in einigen Bereichen zu klein vorhergesagt haben, siehe Abbildung 7.6 (b). Dennoch zeigt die nachgerechnete Pareto-Front verglichen mit den gültigen Ergebnissen der statistischen Versuchsplanung einige verbesserte Geometrievektoren.

In Abbildung 7.7 (a) ist zu sehen, dass die Optimierung mit Ersatzmodellen den Massenstrom \dot{m} tendenziell zu gering vorhersagt. Diese Tendenz ist darin begründet, dass ein geringer Massenstrom \dot{m} sich sowohl reduzierend auf den Strahlkegelwinkel τ als auch die Penetration P auswirkt, siehe z.B. die Pearson-Korrelationskoeffizienten in Tabelle 6.3. Demgegenüber zeigt die Verteilung des Targeting Radi-



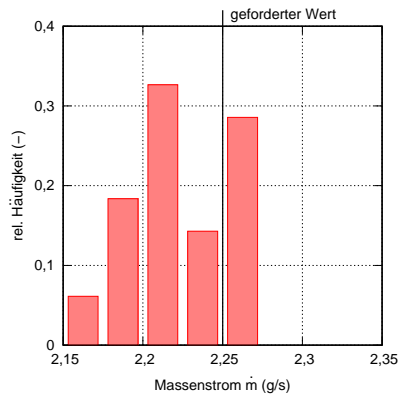
(a) Entwicklung der Pareto-Front bei der Metamodell-Optimierung



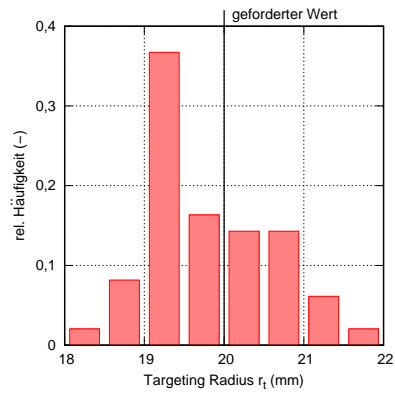
(b) Überprüfte, mittels CFD nachgerechnete Pareto-Front

Abb. 7.6 Pareto-Fronten der Metamodell-Optimierung.

us r_T keine eindeutige Tendenz in Abbildung 7.7 (b). Anhand der Häufigkeitsverteilungen ist ebenfalls ersichtlich, dass nur ein Teil der Metamodell-Pareto-Front beide Einschränkungen erfüllt.



(a) Massenstrom \dot{m}



(b) Targeting Radius r_T

Abb. 7.7 Histogramme der beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T für die nachgerechnete Pareto-Front der Ersatzmodell-Optimierung.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Ersatzmodelle in der Lage sind Pareto-optimale Geometrien systematisch aufzufinden. Die Qualität der Approximationen ist somit ausreichend für eine erfolgreiche Metamodell-Optimierung und ermöglicht somit das schnelle Auffinden einer angenäherten Pareto-Front. Die

Pareto-Front entwickelt sich in Richtung Utopia, insbesondere im Bereich hoher Penetration P und kleiner Strahlkegelwinkel τ . Bei der Überprüfung der Pareto-optimalen Geometrien mit dem gekoppeltem Simulationsablauf zeigt sich, dass die mittels Metamodell-Optimierung erzeugten Geometrien nicht auf ganzer Front die vorhergesagten Eigenschaften erfüllen, dennoch sind lokal Verbesserungen gegenüber nicht-optimierten Geometrien erzielbar.

7.2.2 CFD-Optimierung

In einem ersten Schritt wird der Umfang der CFD-Optimierung nach der in Kapitel 2.4.3 eingeführten Methodik abgeschätzt. Demnach richtet sich der Umfang der Optimierung nach den verfügbaren Ressourcen und den Bedürfnissen des benötigten Simulationsablaufs. Hierfür kann, unter Berücksichtigung vorhandener Rechenressourcen, die maximale Anzahl möglicher Evaluierungen der Optimierung ermittelt werden. Für eine Vergleichbarkeit mit der Metamodell-Optimierung wird die Populationsgröße N auf 60 fixiert, sodass sich die Anzahl möglicher Generationen im Voraus der Optimierung abschätzen lässt.

Der Simulationsablauf benötigt ca. 78 Stunden zur Evaluierung einer gesamten Generation mit 60 Individuen, wobei die einzelnen Prozesse folgende Durchlaufzeiten besitzen:

- Erstellung der 60 Rechengebiete: $\approx 5 h$
- Simulation der Innenströmung: $\leq 60 h$
- Auswertung der Innenströmung: $\approx 4,5 h$
- Simulation des Sprays: $\leq 8 h$
- Auswertung der Spraysimulation: $\approx 0,5 h$

Soll die gesamte Population parallel evaluiert werden, erfordert dies ca. 2.000 Rechenknoten und eine äquivalente Anzahl an Programm-Lizenzen. Im Rahmen dieser Arbeit waren durchschnittlich ungefähr 1.000 Rechenknoten verfügbar. Basierend auf den Erfahrungswerten bei der Evaluierung der statistischen Versuchsplanung, siehe Kapitel 6, wird angenommen, dass die 60. Innenströmungssimulation unter Verwendung von 1.000 Rechenknoten nach ungefähr zwei Tagen startet. Somit ergibt sich eine durchschnittliche Evaluierungsgeschwindigkeit pro Generation $\overline{t_{\text{gen}}}$ von ca. fünf Tagen.

Zudem sollen die Optimierungsergebnisse nach drei Monaten vorliegen. Dies entspricht einer verfügbaren Zeit t_v von etwa 100 Tagen. Für das Verhältnis aus verfügbarer Zeit zu durchschnittlicher Evaluierungsgeschwindigkeit pro Generation ergibt sich nach Gleichung 2.65 eine maximale Anzahl an Generationen n_{gen} von 20.

$$n_{\text{gen}} = \frac{t_v}{\overline{t_{\text{gen}}}} = \frac{100 d}{5 d} = 20 \quad (7.4)$$

Innerhalb der genetischen Optimierung mit NSGA-II werden zur Berechnung der 20 Generationen, jeweils mit einer Populationsgröße von 60, insgesamt 1.200 Eva-

lierungen benötigt. Bei der Metamodell-Optimierung hat sich gezeigt, dass sich die Pareto-Front insbesondere in den ersten Generationen deutlich in Richtung Utopia bewegt, siehe z.B. Abbildung 7.2 sodass auch bei einer vergleichsweise geringen Anzahl an berechenbaren Generationen innerhalb der CFD-Optimierung deutlich verbesserte Ventil Sitzgeometrien erwartet werden. Die Einstellungen der Optimierung sind in Tabelle 7.2.2 zusammengefasst. Tabelle 7.3 gibt einen Überblick

Tabelle 7.2 Einstellung der CFD-Optimierung mit GA

Eigenschaft	Wert
Genetischer Algorithmus	NSGA-II ^a
Größe Population N	60
Anzahl Generationen n_{gen}	20
Zielfunktionen	minimale Penetration P minimaler Strahlkegelwinkel τ
Einschränkungen	Massenstrom $\dot{m} = 2,25 \pm 0,05 \text{ g/s}$ Targeting Radius $TR = 20 \pm 1 \text{ mm}$
Variablenvektor \mathbf{x}	9-dimensional

^a Standardeinstellungen aus [77] bzw. [95]

Tabelle 7.3 Übersicht zur Berechnung der CFD-Optimierung

Studie	Anzahl	CPUh	Dauer	Anzahl valide	Anzahl gültig
Statistische Versuchsplanung	700	$\approx 520.000 \text{ h}$	$\approx 75 \text{ d}$	592	7 (1.0%)
Genetische Optimierung	1.200	$\approx 840.000 \text{ h}$	$\approx 120 \text{ d}$	1.100	531 (44%)
Gesamt	1.900	$\approx 1.360.000 \text{ h}$	$\approx 195 \text{ d}$	1.692	538 (28%)

über die insgesamt verwendeten Ressourcen. Innerhalb der statistischen Versuchsplanung und der genetischen Optimierung sind 1.900 Geometrievektoren per 3D-CFD evaluiert worden. Während bei der statistischen Versuchsplanung nur sieben von 700 Geometrien (1%) beide Einschränkungen erfüllen, ist die Quote an gültigen Evaluierungen mit 531 von 1200 Geometrievektoren (44%) bei der Optimierung erheblich größer. Abbildung 7.8 (a) stellt die Zielgrößen aller Evaluierungen der CFD-Optimierung dar.

Die genetische Optimierung scheint zu kleinen Strahlkegelwinkeln τ und damit zu großen Penetrationen P zu tendieren, sodass der größte Strahlkegelwinkel τ für eine Pareto-optimale Geometrie knapp 35° beträgt. Auffällig ist, dass auch nach 20 Generationen der Geometrievektor der statistischen Versuchsplanung mit einem Strahlkegelwinkel τ von knapp 40° zur Pareto-Front gehören würde, siehe Abbildung 7.8 (b). Im mittleren Bereich der Pareto-Front, in dem der Strahlkegelwinkel τ zwischen 25° und 35° beträgt, zeigen sich zwischen 1. und 20. Generation nur punktuell Verbesserungen. Im linken Bereich der Pareto-Front, in dem der Strahlkegel-

winkel τ zwischen 15° und 25° beträgt, verschiebt sich die Pareto-Front zwischen der 1. und der 10. Generation in Richtung Utopia. Über die gesamte Pareto-Front ist in Abbildung 7.8 (b) zu sehen, dass die Optimierung hauptsächlich in den ersten zehn Generationen verbesserte Lösungen auffindet.

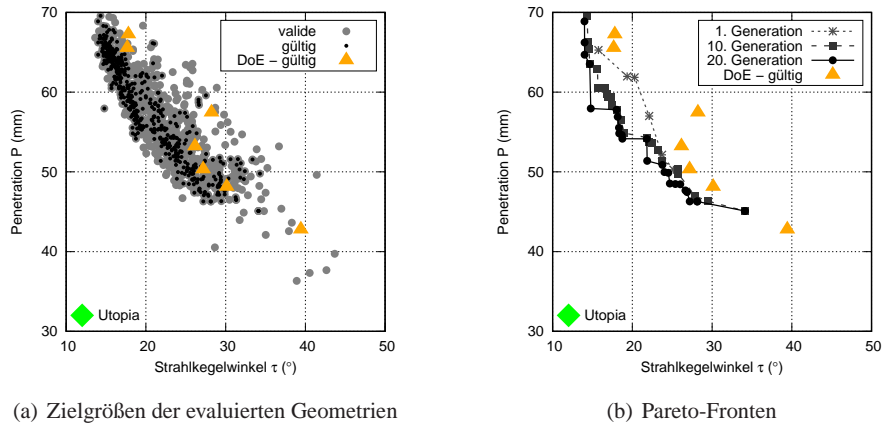


Abb. 7.8 Zielgrößen aller 1.100 validen und 531 gültigen Geometrievektoren der CFD-Optimierung und die zugehörigen Pareto-Fronten der 1., 10. und 20. Generation.

In Abbildung 7.9 ist der Zusammenhang zwischen Such- und Zielraum während der Evolutionszyklen mit Hilfe Paralleler-Koordinaten dargestellt. Wie in Abbildung 7.9 (a) zu erkennen ist, besitzt bereits die erste Population eine geringe Diversität für einige Geometrie Größen, wie z.B. für den radialen Neigungswinkel α oder die Konizität ψ . Dies zeigt sich noch ausgeprägter in der Pareto-Front der ersten Generation, siehe Abbildung 7.9 (b).

Hierbei muss jedoch die Abhängigkeit der einzelnen Geometrie Größen auf die Einschränkungen berücksichtigt werden, siehe z.B. Korrelationskoeffizienten zwischen Geometrie Größen und den Einschränkungen des Optimierungsproblems in Tabelle 6.3. So beträgt z.B. der Korrelationskoeffizient zwischen dem radialen Neigungswinkel α und dem Targeting Radius r_T 0,73, sodass die geringen Unterschiede des radialen Neigungswinkels α in der ersten Generation der CFD-Optimierung zur Erfüllung der Einschränkungen nötig sind. Demgegenüber lässt sich z.B. die geringe Diversität der Stärke des Ventilsitzes l_{WS} in Abbildung 7.9 (b) nicht mit den geforderten Einschränkungen erklären. Diese, bereits zu Beginn der Optimierung vorhandene Nischenbildung, erklärt den in Abbildung 7.8 (b) gezeigten Drift zu kleinen Strahlkegelwinkeln τ und hohen Penetrationen P . Der NSGA-II Algorithmus wählt die Pareto-optimalen Lösungen bevorzugt aus, sodass die in der ersten Pareto-Front F_1 vorhandenen Geometrievektoren vom Selektionsoperator bevorzugt bei der Erstellung nachfolgender Geometrien verwendet werden, vgl. Kapitel 2.4.2. Für zukünftige Studien sollte dieses Verhalten weiter analysiert werden.

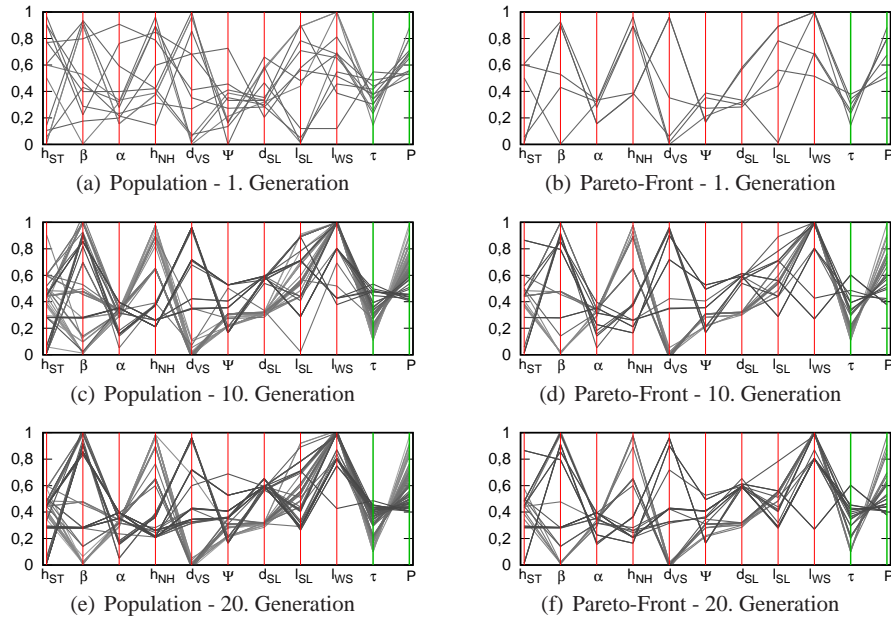


Abb. 7.9 Parallele-Koordinaten stellen den Zusammenhang zwischen Geometrievektoren und Zielgrößen dar. Die Evolutionszyklen lassen sich anhand der Populationen und der Pareto-Fronten nachvollziehen. Grauwert in Abhängigkeit des Strahlkegelwinkels τ .

Eine Möglichkeit die zur Vermeidung einer solchen Nischenbildung zu überprüfen wäre, ist beispielsweise die Bereitstellung einer initialen Population mit ausschließlich gültigen Geometrievektoren ($N_{\text{gültig}} = 60$). Für die vorliegende Arbeit hat dies zur Folge, dass im Laufe der Optimierung fast ausschließlich Ventilsitze mit großer Wandstärke ($l_{WS} > 0,5$) und langen Spritzlöchern ($l_{SL} > 0,3$) in den Populationen, siehe Abbildung 7.9(c)(e), und in den Pareto-Fronten, Abbildung 7.9(d)(f), auftreten. Kleine Spritzlochlängen ($l_{SL} < 0,3$) sind nicht mehr Teil der 20. Population und der 20. Pareto-Front. Gegenüber der ersten Population ist dieser Teil des Suchraumes somit nicht weiter besetzt. Der Pareto-optimale Geometrievektor mit der geringsten Penetration P nach 10 Generationen, siehe Abbildung 7.9(d), besitzt die geringste, auftretende Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} . Es stellt sich die Frage, warum der genetische Algorithmus NSGA-II zwischen der 10. und 20. Generation diesen Geometrievektor nicht zum Auffinden weiterer Pareto-optimaler Geometrien nutzen konnte. Eine mögliche Erklärung liegt im heuristischen Ansatz der genetischen Optimierung in Kombination mit der relativ geringen Anzahl an berechneten Generationen. Somit wird angenommen, dass sich die Pareto-Front mit Fortschreiten der CFD-Optimierung noch weiter in Richtung Utopia verschieben würde.

7.3 Vergleich Metamodell-Optimierung mit CFD-Optimierung

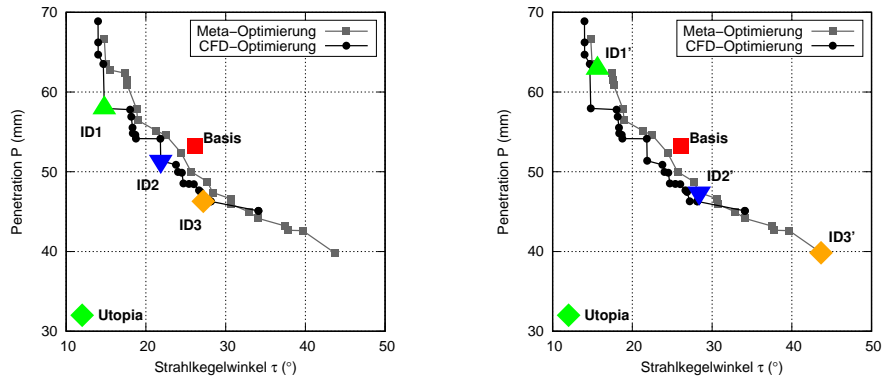
Sowohl die Ergebnisse der CFD-Optimierung als auch die in Kapitel 7.2.1 beschriebenen Ergebnisse der Metamodell-Optimierung werden zur Beurteilung der Geometrieoptimierung herangezogen. Beide Pareto-Fronten und deren zugehörige Geometrievektoren dienen zur Ableitung von Auslegungskriterien. Abschließend werden drei unterschiedliche, repräsentative Pareto-optimale Geometrien ausgewählt und deren Strömungsverhalten analysiert.

7.3.1 Pareto-Fronten und deren Geometrievektoren

Die CFD-evaluierte 200. Pareto-Front der Metamodell-Optimierung und die 20. Pareto-Front der CFD-Optimierung sind in Abbildung 7.10 dargestellt. Der Vergleich zwischen den beiden Optimierungsansätzen zeigt, dass die Ergebnisse der CFD-Optimierung hin zu kleinen Strahlkegelwinkeln τ und großen Penetrationen P gedriftet sind. Im Bereich kleiner Strahlkegelwinkel τ dominieren die Pareto-optimale Geometrien der CFD-Optimierung die der Metamodell-Optimierung. Im Gegensatz zur CFD-Optimierung liefert die Pareto-Front der Metamodell-Optimierung eine größere Diversität an Geometrievektoren und erforscht somit den vorgegebenen Suchraum ganzheitlicher. Verglichen mit der abgebildeten Basis-Geometrie, einem gültigen Geometrievektor der statistischen Versuchsplanung, liefern beide Optimierungen deutlich verbesserte Ergebnisse. Neben der Basis-Geometrie zeigt Abbildung 7.10 sowohl für die Metamodell-Optimierung als auch für die CFD-Optimierung drei ausgewählte Pareto-optimale Geometrievektoren. Die ausgewählten Geometrievektoren repräsentieren ein ausgewogenes Verhältnis zwischen den beiden Zielgrößen. So ist z.B. bei der CFD-Optimierung nicht die Pareto-optimale Geometrie mit einem Strahlkegelwinkel τ von knapp 35° gewählt worden, da gegenüber ID3 eine geringere Penetration P von ungefähr 1 mm in keinem ausgewogenem Verhältnis zu einer Zunahme im Strahlkegelwinkel τ von 8° steht, siehe Abbildung 7.10(a).

In Abbildung 7.11 (a) zeigen die Parallelen-Koordinaten von ID1, ID2 und ID3 der CFD-Optimierung insbesondere beim Durchmesser der Vorstufe d_{VS} ein gegensätzliches Verhalten auf. Je kleiner der Vorstufendurchmesser, desto geringer der Strahlkegelwinkel τ und desto höher die Penetration P . Darüber hinaus wirken sich Spritzlochkonizitäten ψ im Bereich von ca. 0,2 und 0,5 positiv auf beide Zielgrößen aus. Zur Quantifizierung der Verbesserung eignet sich der Vergleich zwischen ID2 und der Basis. Deren Linien schneiden sich nicht im Zielraum von Abbildung 7.11, sodass ID2 die Basis dominiert. ID2 besitzt gegenüber der Basis einen um $4,3^\circ$ reduzierten Strahlkegelwinkel τ und eine um 1,8 mm geringere Penetration.

ID1', ID2' und ID3' der Metamodell-Optimierung bestätigen den eben für die CFD-Optimierung beschriebenen Einfluss des Vorstufendurchmessers d_{VS} . Jedoch besitzt ID3' den größten Wert des Strahlkegelwinkels τ und auch die kleinste Penetration P bei einem Vorstufendurchmesser d_{VS} von ca. 0,6. Die Werte für die Zielgrößen

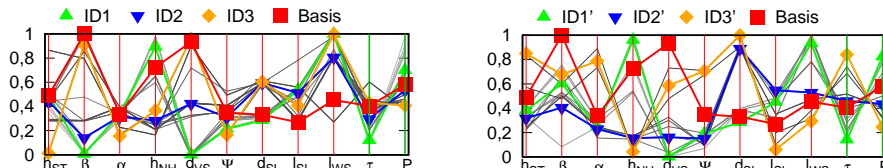


(a) Drei Pareto-optimale Geometrievektoren der CFD-Optimierung im Vergleich zur Basis

(b) Drei Pareto-optimale Geometrievektoren der Metamodell-Optimierung im Vergleich zur Basis

Abb. 7.10 Vergleich der Pareto-Fronten der CFD-Optimierung und Metamodell-Optimierung. Auswahl von Pareto-optimale Geometrien an charakteristischen Stellen der Pareto-Fronten.

ßen von ID3' sind auf die geringe Spritzlochlänge l_{SL} , den geringen Nadelhub h_{NH} und den großen Spritzlochdurchmesser d_{SL} zurückzuführen. Ein Vergleich zwischen ID1 und ID1' in Abbildung 7.11 zeigt, mit Ausnahme des Wertes des tangentialen Neigungswinkels β , einen identischen Geometrievektor. Somit ist die Metamodell-Optimierung in der Lage, diesen Bereich der Pareto-Front mit hoher Genauigkeit zu approximieren. Darüber hinaus identifiziert die Metamodell-Optimierung die Zusammenhänge zwischen Penetration P und Nadelhub h_{NH} als auch zwischen Penetration P und Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} korrekt.



(a) Basis und 3 Pareto-optimale Geometrien der CFD-Optimierung – ID1, ID2, ID3 und Basis aus Abbildung 7.10 (a)

(b) Basis und 3 Pareto-optimale Geometrien der Metamodell-Optimierung – ID1', ID2', ID3' und Basis aus Abbildung 7.10 (b)

Abb. 7.11 Parallele-Koordinaten stellen den Zusammenhang zwischen Geometrievektoren und Zielraum für ausgewählte Geometrien der CFD-Optimierung und Metamodell-Optimierung dar.

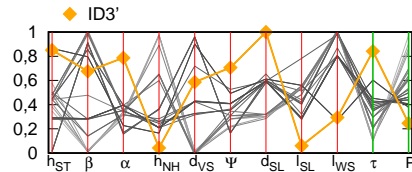
Anhand von ID3' der Metamodell-Optimierung kann exemplarisch der Unterschied zwischen den beiden Optimierungsergebnissen beschrieben werden. Abbildung 7.12 zeigt zusätzlich zu den Parallelen-Koordinaten der Pareto-Front der 20. Generation

der CFD-Optimierung ebenfalls die Parallelen-Koordinaten für den Geometrievektor ID3'. ID3' der Metamodell-Optimierung besitzt ein unterschiedliches Konzept zur Erfüllung der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T , das nicht Teil der CFD-Optimierung ist:

- Massenstrom \dot{m} : Der kleinstmögliche Nadelhub h_{NH} ermöglicht den größten, zulässigen Spritzlochdurchmesser d_{SL}
- Targeting Radius r_T : Großer radialer Neigungswinkel α von ca. 0,8 ist durch eine geringe Strahlführung möglich:
 Kleinste zulässige Spritzlochlänge l_{SL}
 Größte auftretende Konizität ψ von ca. 0,7

Zusätzlich fällt auf, dass bei beiden Ansätzen der Optimierung die geringste Penetration P bei einer Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} von ca. 0,35 und einer Höhe der Abstufung h_{ST} von ca. 0,85 erzielt wird. Aus oben genannten Gründen wird vermutet, dass die genetische Optimierung mit fortlaufenden Generationen auch diesen Bereich erforscht hätte.

Abb. 7.12 Parallele-Koordinaten für ID3' der Metamodell-Optimierung im Vergleich zur 20. Pareto-Front der CFD-Optimierung.



7.3.2 Auslegungskriterien

An dieser Stelle muss berücksichtigt werden, dass nicht alle Geometriekonstellationen zu fertigen Geometrien führen und/oder die drei in dieser Arbeit definierten Ungleichheitsbedingungen nicht erfüllen, vgl. Abschnitt 3.2. Nachfolgend werden Kombinationen an Geometrieparametern diskutiert, die nicht unabhängig voneinander zur Erfüllung der beiden Einschränkungen gewählt werden können.

1. Der *Massenstrom* \dot{m} wird maßgeblich durch die Drosselungen im engsten Spalt zwischen Dichtsitz und Injektornadel und im Spritzloch bestimmt. Folglich müssen die Geometrie Größen Nadelhub h_{NH} und Spritzlochdurchmesser d_{SL} zur Erfüllung des vorgegebenen Massenstroms gegensätzlich ausfallen. Kleine Spritzlochkonizitäten ψ besitzen ein konvergentes Spritzloch. Dies hat einen abnehmenden Spritzlochquerschnitt zur Folge und reduziert damit den Massenstrom \dot{m} . Folglich muss der Einfluss der Konizität ψ auf den Massenstrom \dot{m} ebenfalls beachtet werden.
2. Der *Targeting Radius* r_T wird maßgeblich durch die Ausrichtung des Spritzloches und damit durch den radialen Neigungswinkel α und den tangentialen Neigungswinkel β bestimmt. Zur Einhaltung des Targeting Radius r_T fallen diese

beiden Größen in erster Näherung gegensätzlich aus. Die tatsächliche Richtung des Kraftstoffstrahls weicht jedoch von der geometrischen Spritzlochrichtung ab. Je weniger der Kraftstoffstrahl im Ventilsitz geführt wird, desto höher kann die Abweichung zwischen Spritzloch- und Strahlrichtung ausfallen. Eine geringe Führung des Kraftstoffstrahls tritt beispielsweise bei einer geringen Spritzlochlänge l_{SL} , bei einem großen Vorstufendurchmesser d_{VS} oder einer geringen Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} auf.

Alle Geometrien einer Pareto-Front besitzen die gleiche Güte, sodass kein einzelnes Optimum identifiziert werden kann. Im Folgenden werden drei repräsentative Bereiche der Pareto-Front analysiert:

1. *Kleiner Strahlkegelwinkel τ* , siehe z.B. ID1 und ID1' in den Abbildungen 7.10 und 7.11: Geometrien mit kleinen Strahlkegelwinkeln τ besitzen hohe Werte für den Nadelhub h_{NH} , sodass der Durchmesser des Spritzlochs d_{SL} zur Einhaltung des vorgegebenen Massenstroms klein ausfällt. Zusätzlich führen und bündeln lange Spritzlöcher l_{SL} und große Wandstärken des Ventilsitzes l_{WS} den Kraftstoffstrahl, siehe Abbildung 7.11. Des Weiteren ist der Durchmesser der Vorstufe d_{VS} zur weiteren Einschnürung des Strahles kleinstmöglich auszuführen. Dies erfordert ein konvergierendes Spritzloch, da anderenfalls der Vorstufendurchmesser d_{VS} kleiner als der Spritzlochdurchmesser ausfallen würde, vgl. Abbildung 6.2.
2. *Niedrige Penetration P* , siehe z.B. ID3 und ID3' in den Abbildungen 7.10 und 7.11: Für eine geringe Penetration P sollte der Nadelhub h_{NH} kleinstmöglich ausgeführt werden. Dies führt zu einer Drosselung des Kraftstoffdruckes vor Eintritt in das Spritzloch und beeinflusst somit ebenfalls den primären Strahlaufbruch. Ein großer Spritzlochdurchmesser d_{SL} zur Erfüllung des vorgegebenen Massenstroms ist somit erforderlich. Die Ergebnisse zeigen, dass sich eine geringe Führung und Bündelung des Kraftstoffstrahls positiv auf die Penetration P auswirken. Folglich wird eine geringe Penetration P durch einen großen Vorstufendurchmesser d_{VS} , einen großen Spritzlochdurchmesser d_{SL} und ein möglichst kurzes Spritzloch l_{SL} erzielt.
3. *Kleiner Strahlkegelwinkel τ und niedrige Penetration P* , siehe z.B. ID2 und ID2' in den Abbildungen 7.10 und 7.11: Ein Kompromiss im Zielraum erfordert einen Kompromiss in der Führung des Kraftstoffstrahles und bei der Drosselung zur Einhaltung des Massenstroms \dot{m} . Generell ist festzustellen, dass ein stark geführter Strahl zu einem kleinen Strahlkegelwinkel τ und zu einer hohen Penetration P führt. Folglich muss der Vorstufendurchmesser d_{VS} , die Spritzlochlänge l_{SL} und die Wandstärke des Ventilsitzes l_{WS} in einem mittleren Bereich gewählt werden. Die Verteilung des Druckverlustes im Ventilsitz stellt den zweiten Konflikt bei dieser Auslegung dar. Ein geringerer Nadelhub h_{NH} führt zu einer verminderten Penetration P , jedoch zu einem stark erhöhten Strahlkegelwinkel τ . Daher kann ein Kompromiss zwischen einem kleinen Strahlkegelwinkel τ und einer niedrigen Penetration P nur mit leicht erhöhtem Nadelhub erzielt werden.

In Tabelle 7.4 sind die Korrelationen sowohl zwischen Geometrievektor und den Einschränkungen als auch zwischen Geometrievektor und optimalen Geometrien hinsichtlich der Penetration P und des Strahlkegelwinkels τ zusammengefasst.

Tabelle 7.4 Übersicht der identifizierten Zusammenhänge zwischen dem Geometrievektor, den Einschränkungen und den Zielgrößen des Optimierungsproblems.

Korrelation		$ h_{ST} $	β	α	$ h_{NH} $	d_{VS}	$ \psi_{SL} $	d_{SL}	l_{SL}	l_{WS}
Einschränkung	Massenstrom \dot{m}				++		+	++		
	Targeting Radius r_T		++	++		+/-		++	+/-	+/-
Zielgrößen	Strahlkegelwinkel τ				--	+		++	--	-
	Penetration P				++	-		--	++	+

7.3.3 Strömung ausgewählter, optimierter Geometrien

In diesem Abschnitt erfolgt eine detaillierte Analyse der Injektor-Innenströmung und des Sprays auf Basis der drei Pareto-optimalen Geometrien ID1, ID2 und ID3 der CFD-Optimierung. Hierzu werden weitere geometrischen Unterschiede und deren Auswirkung auf die Strömung aufgezeigt. Abbildung 7.13 visualisiert die Rechengebiete der Basis, ID1, ID2 und ID3. Die große Variation der vier gezeigten Geometrievektoren deutet den großen Suchraum des Optimierungsproblems an.

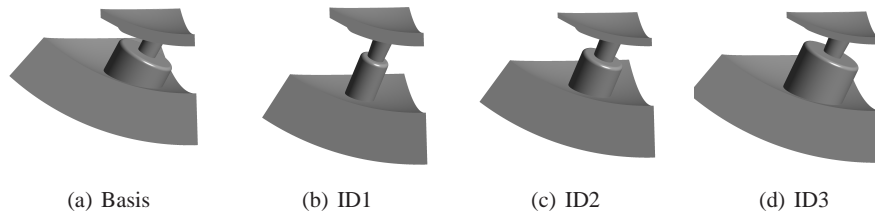


Abb. 7.13 Darstellung des Rechengebietes der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien.

Die Auswirkungen der unterschiedlichen Geometrien auf die Innenströmung wird anhand zeitlich gemittelter Strömungsfelder am Spritzlocheintritt, Spritzlochaustritt und Vorstufenaustritt dargestellt. Abbildung 7.14 stellt die Kraftstoffphasenanteile dar, wobei keine signifikanten Unterschiede an der Eintrittsebene der Spritzlöcher auftreten. Strömungsablösung findet in allen vier Spritzlöchern auf der Außenseite des Ventilsitzes statt. Allein die Basis zeigt eine stark unsymmetrische Verteilung

der Kraftstoffphase, welche durch den hohen Wert des tangentialen Neigungswinkels β von 1 hervorgerufen wird. Zudem besitzen die Basis und ID1 auf der Ebene des Vorstufenaustrittes Zonen mit hohem Kraftstoffphasenanteil. Demgegenüber weist insbesondere ID3 ein nahezu homogenes Kraftstoffphasenfeld in dieser Ebene auf. Zuletzt zeigt ID1 eine hohe Strahlführung, sodass der Kraftstoff zentriert und gebündelt aus dem Ventilsitz austritt.

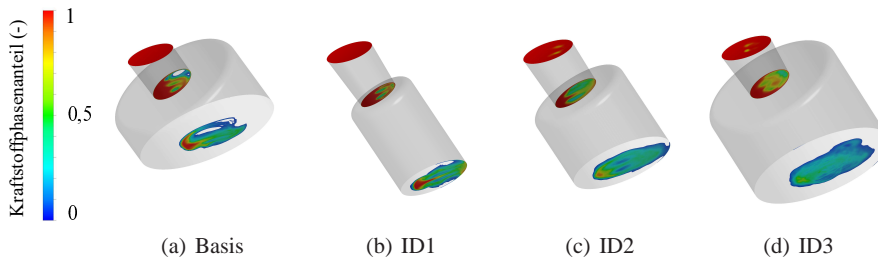


Abb. 7.14 Verteilung des zeitlich gemittelten Anteils der Kraftstoffphase im Ventilsitz der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien.

In Abbildung 7.15 sind die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder für die vier untersuchten Geometrien dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 7.14 ist zu erkennen, dass hohe Geschwindigkeiten insbesondere in der flüssigen Kraftstoffphase auftreten. Am Eintritt in die Spritzlöcher zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen den vier dargestellten Strömungsfelder. Der Spritzlochaustrittsdurchmesser ist für ID1 am geringsten, sodass für diese Geometrie am Spritzlochaustritt fast ausschließlich hohe Geschwindigkeiten und hohe Anteile an Kraftstoff auftreten. Am Vorstufenaustritt zeigt die Basis und ID1 die höchsten Geschwindigkeiten, wobei ID1 eine kompakte Fläche hoher Geschwindigkeit aufweist. Die Basis, ID2 und ID3 zeigen einen zerklüfteten Bereich hoher Geschwindigkeiten am Vorstufenaustritt.

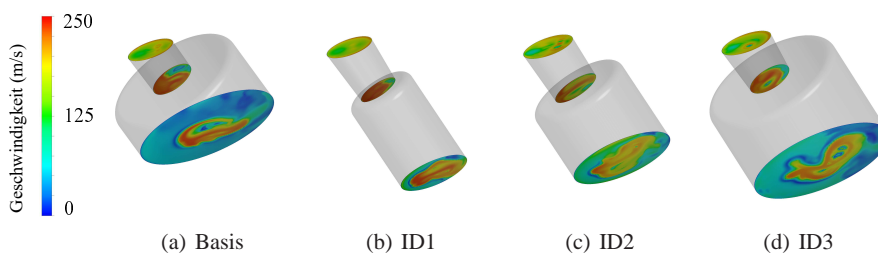


Abb. 7.15 Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder im Ventilsitz der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien.

Um die Effekte Geschwindigkeit und Kraftstoff-Phasenanteil zu kombinieren ist in

Abbildung 7.16 die flüssigphasen-gewichtete Geschwindigkeit dargestellt. Durch die Wahl des Produktes aus Phasenanteil des Kraftstoffes und Geschwindigkeit, kann die Strömung des flüssigen Kraftstoffes von den gasförmigen Phasen separiert und analysiert werden. Geometrien mit einer hohen Penetration P , d.h. die Basis und ID1, besitzen in den Zonen hoher Kraftstoffphase ebenfalls hohe flüssigphasen-gewichtete Geschwindigkeiten. Aufgrund der langen und schmalen Vorstufe ist dies insbesondere für ID1 zu beobachten. Demgegenüber zeigen ID2 und ID3 ein unterschiedliches Verhalten, da auf der Vorstufenaustrittsebene keine hohen flüssigphasen-gewichteten Geschwindigkeiten auftreten. Diese homogene Ausströmung aus dem Ventilsitz tritt aufgrund des hohen Strahlkegelwinkels τ auf und resultiert in einer geringeren Penetration P . Werden die Strömungsfelder aus Abbildung 7.14 und Abbildung 7.15 zur Analyse hinzugenommen, ist festzustellen, dass die geringeren flüssigphasen-gewichteten Geschwindigkeiten für ID2 und ID3 hauptsächlich durch geringere Anteile der Kraftstoffphase und nur sekundär von den Unterschieden im Geschwindigkeitsfeld herrühren.

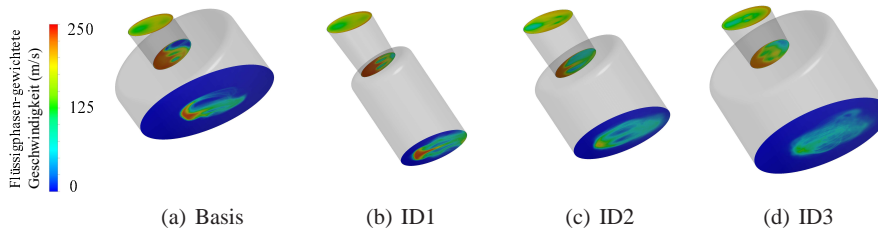


Abb. 7.16 Zeitlich gemittelte flüssigphasen-gewichtete Geschwindigkeitsfelder im Ventilsitz der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien.

Der Strahlkegelwinkel τ wird mittels einer Isofläche von konstantem, zeitlich gemitteltem Kraftstoffphasenanteil von 10% in Abbildung 7.17 veranschaulicht. Der Schwellwert von 10% hat sich als geeignet zur Visualisierung des flüssigen Strahlkerns eines zeitlich gemittelten Strömungsfeldes herausgestellt. Zudem ist diese Isofläche mit der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit eingefärbt. Die in Abbildung 7.10 gezeigten und bereits ausführlich diskutierten Unterschiede des Strahlkegelwinkels τ zwischen den vier Geometrien sind auch in dieser Darstellung deutlich erkennbar. Geringere Geschwindigkeiten an der Grenzfläche des Kernstrahles sind erneut für ID2 und ID3 ersichtlich, die zu einer geringen Penetration P beitragen. Eine Benetzung der Vorstufenwände wird nicht bei der Optimierung berücksichtigt, dennoch sollte die auffällig starke Wandbenetzung von ID1 hier erwähnt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass die analysierten Pareto-optimalen Geometrien unterschiedliche Lösungen für den Zielkonflikt eines minimalen Strahlkegelwinkel τ und einer minimalen Penetration P besitzen. Verglichen mit der Basis zeigen sie hinsichtlich dieses Zielkonfliktes einen besseren Kompromiss und dominieren somit den Basis-Ventilsitz. ID1 besitzt aufgrund der hohen Strahlführung gegenüber

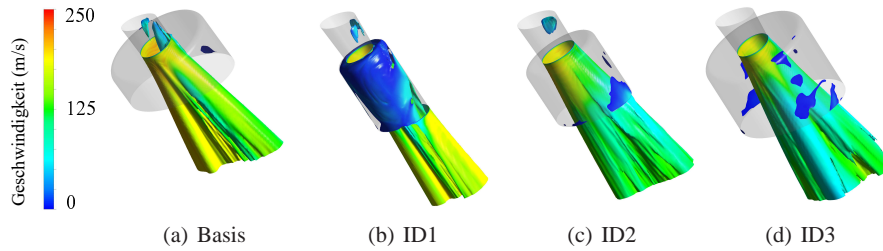


Abb. 7.17 Zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten auf Isoflächen mit einem konstanten, zeitlich gemitteltem Kraftstoffphasenanteil von 10% für die Basis und die drei Pareto-optimalen Geometrien.

der Basis einen stark verkleinerten Strahlkegelwinkel τ , während ID2 und ID3 bei ähnlichem Strahlkegelwinkel τ eine homogenere Ausströmung mit geringeren Geschwindigkeiten aufweisen.

Die Innenströmungsinformationen werden an die Sprayberechnung übergeben, womit die Auswirkung der oben beschriebenen Effekte ebenfalls im Spray bewertet werden kann. Die unterschiedlichen Kraftstoffstrahlen der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien werden mit Hilfe von Abbildung 7.18 analysiert. Hierbei sind die vier Kraftstoffsprays 600 μs nach Einspritzbeginn dargestellt. Diese Sprays erfüllen beide Einschränkungen und besitzen somit neben dem gleichen Targeting Radius r_T auch die gleiche eingespritzte Masse. Dennoch unterscheiden sich die Strahlformen deutlich. Dies hat Auswirkung auf die Penetration des Kraftstoffstrahls. So besitzt z.B. ID1 eine um 13 mm höhere Penetration als ID3, vgl. Abbildung 7.10. Insgesamt zeigt sich der aus der Innenströmungssimulation vorhergesagte Strahlkegelwinkel τ als aussagekräftiges Kriterium zur Bewertung der räumlichen Sprayausdehnung im Zylindervolumen, siehe Abbildung 7.18

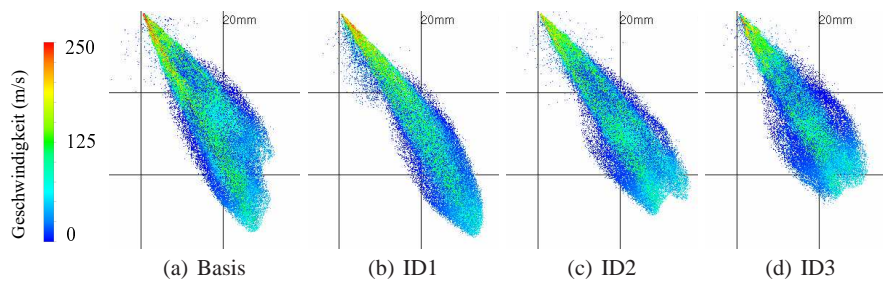


Abb. 7.18 Darstellung des simulierten Kraftstoffsprays nach 600 μs Einspritzdauer für die Basis und die drei Pareto-optimalen Geometrien.

Abbildung 7.19 zeigt den zeitlichen Integralwert der Kraftstoffmasse auf der Ebene $z = 30 \text{ mm}$ nach einer Einspritzung von 1 ms. Dieser Zeitpunkt und die dargestellte

Ebene dienen innerhalb der Optimierung zur Bestimmung des Targeting Radius r_T , vgl. Abbildung 3.2. Die Injektorachse liegt links, außerhalb des Bildausschnittes im Schnittpunkt der Linien, die eine Winkeldistanz von fünf Grad zueinander aufweisen. ID1 zeigt auch auf dieser Ebene ein sehr schmales Spray, während ID3 nur geringe Zonen hoher, zeitlich integrierter Masse aufzeigt.

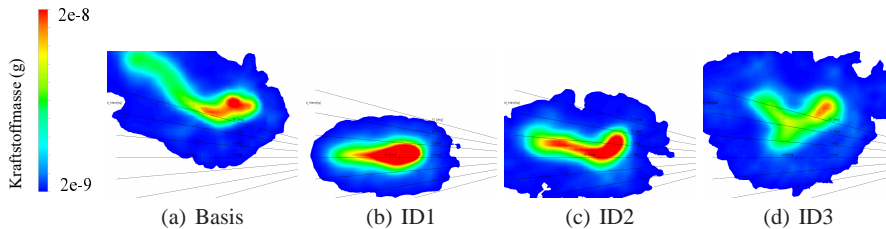


Abb. 7.19 Akkumulierte Kraftstoffmasse nach 1 ms Einspritzdauer auf der Ebene $z = 30$ mm. Visualisierung des Targeting Radius r_T der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien.

In Abbildung 7.20 (a) ist die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit über den Radius um den Strahlschwerpunkt der Einzelstrahlen aus Abbildung 7.19 dargestellt. ID1 besitzt im Strahlkern (Radius < 3 mm) deutlich sichtbar die höchsten Geschwindigkeiten. Demgegenüber zeigen ID2 und ID3 niedrigere, nahezu konstante Geschwindigkeiten von ca. 100 m/s bis zu einem Radius um den Strahlkern von ca. 4 mm. Die Geschwindigkeit der Basis steigt bis zu einem Radius von ca. 2 mm an, da der Strahlschwerpunkt dezentriert vom Ort der höchsten Geschwindigkeit liegt, vgl. Abbildung 7.19.

In Abbildung 7.20 (b) wird die zeitlich integrierte Kraftstoffmasse über dem Radius um den Strahlschwerpunkt der Einzelstrahlen aus Abbildung 7.19 aufgetragen. Der kompakte Kernstrahl von ID1 ist an der steil ansteigenden Kurve ersichtlich. Innerhalb eines Radius von 3 mm um den Strahlschwerpunkt besitzt ID1 ca. 85% der Masse. Im Vergleich hierzu liegen für die anderen drei Geometrien nur ungefähr 50% bis 55% der Masse innerhalb des Radius von 3 mm um den Strahlschwerpunkt. Zudem fällt auf, dass sich für die Basis-Geometrie innerhalb des gezeigten Radius von 7 mm nur knapp 90% der Masse befindet. In Abbildung 7.19 ist zu erkennen, dass die akkumulierte Kraftstoffmasse auf der Ebene $z = 30$ mm für die Basis-Geometrie eine längliche Form annimmt, sodass die verbleibende Kraftstoffmasse außerhalb des betrachteten Kreises aufzufinden ist.

Die oben beschriebenen Auswertungen sind anhand der zeitlich gemittelten Strömungsfelder beschrieben worden. Nachfolgend wird ebenfalls das transiente Verhalten analysiert. Abbildung 7.21 (a) zeigt die Fluktuationen des Strahlkegelwinkels τ mittels der „Box-Plot“ Darstellung. Ein erhöhtes Fluktuationsniveau ist für ID2 und ID3 anhand der großen Boxen zu erkennen. Die Ausreißerwerte zeigen keine Auffälligkeiten und liegen weniger als 10° vom Medianwert der zugehörigen Geometrie entfernt. Große Fluktuationen des Strahlkegelwinkels τ deuten ebenfalls auf eine Reduktion der Penetration P hin.

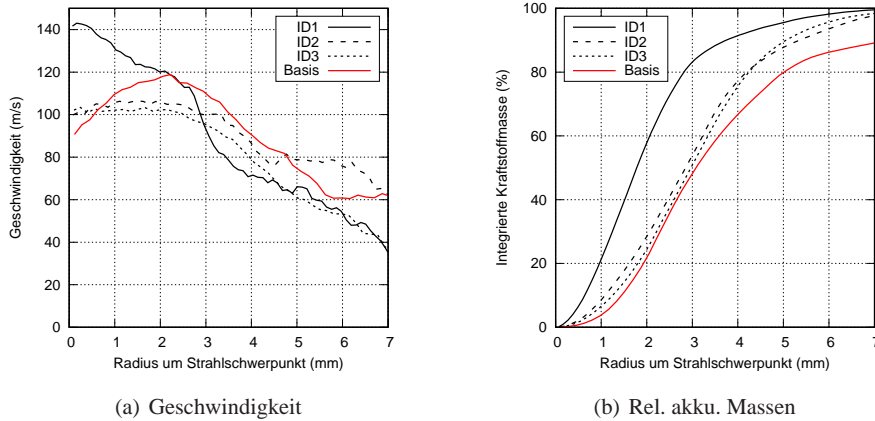


Abb. 7.20 Auswertung der Spraysimulation der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien auf der Ebene $z = 30$ mm.

Der zeitliche Verlauf der simulierten Penetration P ist in Abbildung 7.21 (b) zu sehen.

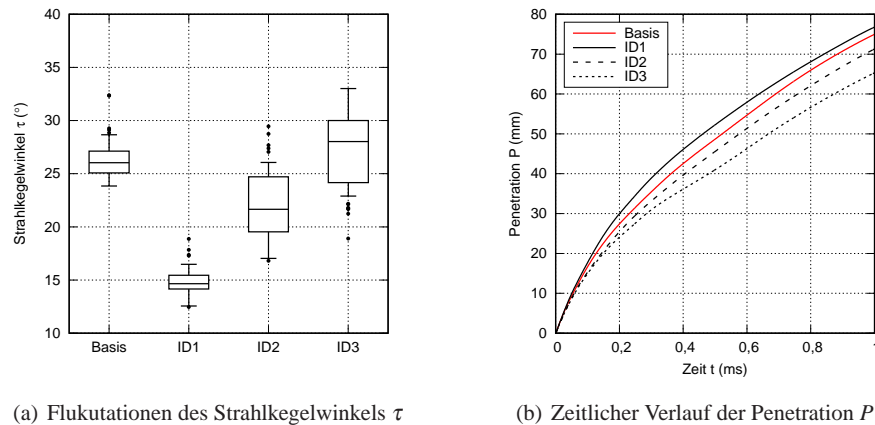


Abb. 7.21 Zeitliche Auswertung der Zielfunktionen für die Basis und die drei Pareto-optimalen Geometrien.

Bereits 0,2 ms nach Beginn der Einspritzung sind die beschriebenen Tendenzen zwischen den vier untersuchten Geometrien zu erkennen. Diese ändern sich auch mit fortlaufender Einspritzdauer nicht. Auffällig ist, dass die Steigung der Penetration von ID3 nach ungefähr 0,4 ms abflacht. Das sehr breite Spray interagiert stark mit der Luft im Recheng Gebiet, sodass die zuerst eingespritzten Tropfenpakete stark

an kinetischer Energie verlieren. Später eingespritzte Tropfenpakete profitieren von dem bereits entwickelten Geschwindigkeitsfeld der umgebenden Gasphase, sodass diese im Kernstrahl an die vorderste Sprayfront gelangen. Hierdurch steigt die Penetration nach ca. 0,5 ms wieder stärker an. Dieses Verhalten ist in abgeschwächter Form ebenfalls für die Basis und ID2 zu erkennen, wohingegen ID1 durch ihren stark zentrierten Strahl kein derartiges Verhalten aufweist. Dies erklärt ebenfalls, warum der Unterschied in der Penetration zwischen ID1 und der Basis zwischen 0,4 ms und 0,5 ms ein Maximum besitzt.

Im nächsten Kapitel wird abschließend geprüft, ob sich die gewonnenen Erkenntnisse aus der Optimierung auf reale Ventilsitze und somit in die Praxis überführen lassen.

Kapitel 8

Anwendung

In diesem Kapitel wird eine Methode vorgestellt, mit der sich der kontinuierliche Suchraum in einen diskreten und herstellbaren Raum überführen lässt. Hiermit lassen sich Injektoren der drei untersuchten Pareto-optimalen Geometrien und der nicht-optimierten Basis realisieren. Im nächsten Schritt werden die gefertigten Injektoren hinsichtlich der Fertigungstoleranzen und der Einhaltung der beiden geforderten Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T überprüft. Danach wird das Spray der gefertigten Injektoren mittels Schattenlicht-Aufnahmen visualisiert und mit den CFD-Ergebnissen verglichen. Mit der abschließenden Bewertung soll das hohe Potential der Geometrieoptimierung des Ventilsitzes mit Hilfe numerischer Strömungsmechanik und genetischer Algorithmen aufgezeigt werden.

8.1 Ableitung fertiger Geometrien

Die Ableitung von realen Mustern auf Basis der Geometrievektoren der Optimierung stellt einen wichtigen Schritt bei der Realisierung der Fünfloch-Injektoren dar. Innerhalb der genetischen Geometrieoptimierung sind alle neun Geometrieparameter als kontinuierliche Parameter definiert. Der Fertigungsprozess kann jedoch nicht beliebige Werte für alle Geometriegrößen verwirklichen. Die Ableitung realer Ventilsitze erfordert deshalb eine Übertragung der Pareto-optimalen Geometrieparameter in den fertigen Raum \mathbb{F} .

8.1.1 Überführung in einen diskreten, fertigen Parameterraum

Durch die notwendige Diskretisierung einzelner Größen des Geometrievektors können die Muster außerhalb der Toleranzen für die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T liegen. Somit wären die gefertigten Ventilsitze hinsichtlich ihrer Zielgrößen nicht vergleichbar. Nachfolgend wird eine Methode eingeführt,

die die erwarteten Abweichungen der Einschränkungen zu den geforderten Nominalwerten von 2,25 g/s für den Massenstrom und 20 mm für den Targeting Radius durch geometrische Gegenmaßnahmen ausgleicht.

Das Ablaufdiagramm in Abbildung 8.1 zeigt die einzelnen Schritte der Umsetzung. Ausgehend von einem kontinuierlichen Geometrievektor der Optimierung \mathbf{x} werden, für die Herstellung der Fertigbarkeit, notwendige Geometriegrößen diskretisiert. Es entsteht der fertigbare Geometrievektor $\tilde{\mathbf{x}}$. Im zweiten Schritt wird mit Hilfe der, in Kapitel 6.2 entwickelten und vorgestellten, Metamodelle die erwartete Abweichung der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T abgeschätzt. Damit lassen sich zu einem frühen Zeitpunkt Gegenmaßnahmen ohne zusätzlichen Berechnungsaufwand ergreifen und aufwendige Iterationen mit gefertigten Mustern vermeiden. Die hierdurch modifizierte, fertigbare Geometrie wird anschließend mit Hilfe des Segment-Simulationsprozesses per CFD bewertet und gefertigt. Der beschriebene Prozess aus Abbildung 8.1 wird zur Realisierung der drei in Kapitel 7 ausgewählten Pareto-optimalen Geometrien ID1, ID2 und ID3 und der Basis als Fünffloch-Injektoren angewendet.

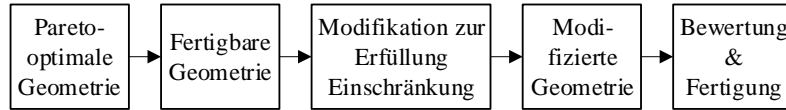


Abb. 8.1 Ablaufdiagramm für die Realisierung eines Pareto-optimal Geometrievektors.

Nachfolgend werden die einzelnen Schritte der Modifikation zur Erfüllung der Einschränkungen mit Hilfe der Metamodelle aufgezeigt, siehe mittlere Box in Abbildung 8.1. Im *ersten Schritt* wird die voraussichtliche Differenz zwischen Pareto-optimaler Geometrie \mathbf{x} und fertigbarer Geometrie $\tilde{\mathbf{x}}$ mittels Metamodell berechnet.

$$\begin{aligned}\Delta \dot{m}_{\text{Meta}} &= \dot{m}_{\text{Meta}}(\mathbf{x}) - \dot{m}_{\text{Meta}}(\tilde{\mathbf{x}}) \\ \Delta r_{T,\text{Meta}} &= r_{T,\text{Meta}}(\mathbf{x}) - r_{T,\text{Meta}}(\tilde{\mathbf{x}})\end{aligned}\quad (8.1)$$

Im *zweiten Schritt* wird die in der CFD-Simulation aufgetretene Abweichung zum Nominalwert berechnet. Ziel der hier beschriebenen Modifikation ist, dass die zu fertigenden Ventilsitze möglichst einen gleichen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T besitzen.

$$\begin{aligned}\Delta \dot{m}_{\text{CFD}} &= 2,25 \text{ g/s} - \dot{m}_{\text{CFD}}(\mathbf{x}) \\ \Delta r_{T,\text{CFD}} &= 20 \text{ mm} - r_{T,\text{CFD}}(\mathbf{x})\end{aligned}\quad (8.2)$$

Im *dritten Schritt* wird die ausgleichende Differenz Δ als Summe aus Metamodell- und CFD-Differenzen bestimmt.

$$\begin{aligned}\Delta \dot{m} &= \Delta \dot{m}_{\text{Meta}} + \Delta \dot{m}_{\text{CFD}} \\ \Delta r_T &= \Delta r_{T,\text{Meta}} + \Delta r_{T,\text{CFD}}\end{aligned}\quad (8.3)$$

Im *vierten Schritt* werden die Geometriegrößen bestimmt, die die Differenzen ausgleichen können. Voraussetzung für diesen Ausgleich ist, dass die auszugleichende Geometriegröße kontinuierlich gefertigt werden kann. Darüber hinaus werden hierzu die Geometrievariablen mit größter Sensitivität ausgewählt, vgl. Tabelle 6.3:

- Der Spritzlochdurchmesser d_{SL} gleicht die Differenz des Massenstroms $\Delta \dot{m}$ aus.
- Der radiale Neigungswinkel α gleicht die Differenz des Targeting Radius Δr_T aus.

Im *fünften Schritt* wird die mittlere Ableitung nach der Ausgleichsgröße bestimmt.

$$\begin{aligned}\bar{\dot{m}} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{m}(\mathbf{x})}{dd_{SL}} + \frac{\dot{m}(\tilde{\mathbf{x}})}{dd_{SL}} \right) \\ \bar{r}_T &= \frac{1}{2} \left(\frac{r_T(\mathbf{x})}{d\alpha} + \frac{r_T(\tilde{\mathbf{x}})}{d\alpha} \right)\end{aligned}\quad (8.4)$$

Im *sechsten Schritt* wird der auszugleichende Betrag nach folgender Vorschrift berechnet.

$$\begin{aligned}\Delta d_{SL} &= \frac{\Delta \dot{m}}{\bar{\dot{m}}} \\ \Delta \alpha &= \frac{\Delta r_T}{\bar{r}_T}\end{aligned}\quad (8.5)$$

Im *siebten Schritt* erfolgt die Anpassung. Es ergibt sich die modifizierte, fertige Geometrie $\tilde{\mathbf{x}}$.

$$\begin{aligned}d_{SL}(\tilde{\mathbf{x}}) &= d_{SL}(\mathbf{x}) + \Delta d_{SL} \\ \alpha(\tilde{\mathbf{x}}) &= \alpha(\mathbf{x}) + \Delta \alpha\end{aligned}\quad (8.6)$$

Die vier modifizierten und nun fertigen Geometrien werden mittels des gezeigten CFD-Simulationsablaufs berechnet. In Abbildung 8.2 (a) sind die Einschränkungen des Massenstroms \dot{m} und des Targeting Radius r_T inklusive der Toleranzen des Optimierungsproblems dargestellt. Alle vier modifizierten Geometrien erfüllen die Einschränkung des Massenstroms \dot{m} . Der Targeting Radius r_T wird bis auf ID2 ebenfalls eingehalten, wobei ID2 mit einem Targeting Radius r_T von 21,19 mm nur um 0,19 mm bzw. unter 1% außerhalb der Optimierungs-Toleranzen liegt und somit ebenfalls für die Fertigung akzeptiert werden kann. Abbildung 8.2 (b) zeigt die Unterschiede bezüglich der Zielgrößen zwischen den Pareto-optimalen Geometrien \mathbf{x} und den modifizierten Geometrien $\tilde{\mathbf{x}}$ auf. Wie zu erwarten, sind die modifizierten, fertigen Geometrien nicht mehr alle Teil der Pareto-Front, da der herstellbare Geometrieraum \mathbb{F} ein Unterraum des Suchraumes Ω ist. Somit entfernen sich die Pareto-optimalen Geometrien ID1 und ID2 von Utopia. ID3 wandert entlang der Pareto-Front, zu einer höheren Penetration P und einem kleineren Strahlkegelwinkel τ . Die Zielgrößen der Basis-Geometrie ändern sich nur geringfügig, entfernen sich jedoch ebenfalls von Utopia.

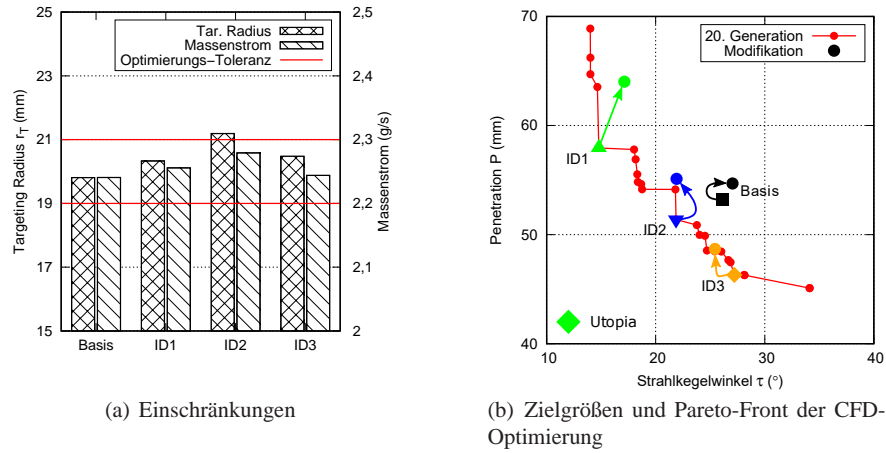


Abb. 8.2 Simulationsergebnisse der beiden Einschränkungen und der beiden Zielgrößen für die modifizierten, fertigmachen Geometrien.

Abbildung 8.3 zeigt die Ergebnisse der Spraysimulation für die vier modifizierten Geometrien. Die im Abschnitt 7.3.3 diskutierten Unterschiede der Strahlcharakteristika bleiben bei der Modifikation der Geometrievektoren erhalten.

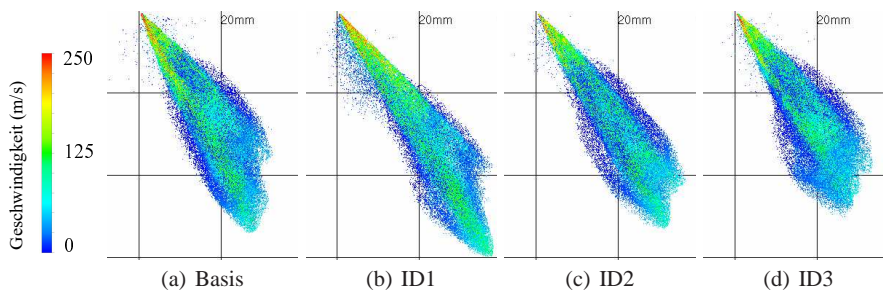


Abb. 8.3 Darstellung des simulierten Kraftstoffsprays nach $600\ \mu\text{s}$ Einspritzdauer für die modifizierte Basis und die drei modifizierten Pareto-optimalen Geometrien.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die modifizierten und fertigmachen Geometrien die geforderten Einschränkungen in engen Toleranzen einhalten und auch bezüglich der beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P nur in einem geringen Umfang abweichen. Besonders hervorzuheben ist, dass die relativen Unterschiede zwischen den drei Pareto-optimalen Geometrien erhalten bleiben.

8.1.2 Realisierung

Bei der Fertigung der vier modifizierten Geometrien treten im Rahmen der Fertigungstoleranzen weitere Abweichungen von der geforderten Geometrie auf. Um die Abweichungen durch die Fertigung zu quantifizieren wurden die Geometrien der realisierten Injektoren mittels 3D-Koordinatenmesstechnik vermessen. Bis auf die Größen Wandstärke l_{WS} und Höhe der Abstufung h_{ST} sind alle Geometrie Größen des Optimierungsproblems vermessen. Für die Bewertung der Abweichungen bei den realisierten Geometrievektoren der Basis und der drei Pareto-optimalen Geometrien ID1, ID2 und ID3 werden diese erneut mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Simulationsablauf berechnet.

Abbildung 8.4 (a) zeigt die simulierten Werte für die beiden Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T . Der Targeting Radius r_T liegt für die realisierte Basis und ID3 ca. 0,4 mm bzw. 2% oberhalb der Optimierungs-Toleranz. Die Toleranzen innerhalb der Optimierung sind sehr eng gewählt, sodass die absolute Abweichung von 0,4 mm als gering einzuschätzen ist und deshalb akzeptiert werden kann. Darüber hinaus zeigt der Massenstrom \dot{m} der Realisierung von ID2 einen um 0,054 g/s zu hohen Wert und liegt somit 0,004 g/s außerhalb der Toleranzen. Obwohl nur ID1 beide Einschränkungen erfüllt, können aufgrund der nur geringen Abweichungen von den geforderten Toleranzen alle vier Geometrien für einen weiteren Vergleich akzeptiert werden.

In Abbildung 8.4 (b) sind die Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P für die vier realisierten Geometrien dargestellt. Die Zielgrößen der Basis, ID2 und ID3 bewegen sich zu einem Strahlkegelwinkel τ von ca. 24° und einer Penetration P zwischen 50 mm und 54 mm. Somit sind für diese drei realisierten Geometrien nur noch geringe Unterschiede im Kraftstoffspray zu erwarten. Einzig die Realisierung von ID1 zeigt noch große Unterschiede zu den verbleibenden drei Geometrievektoren. Die Verifizierung der optimierten Geometrien in Abschnitt 8.2 kann aufgrund dieser geringen Unterschiede nur für die ID1 eindeutige Ergebnisse liefern.

Abbildung 8.5 zeigt die Ergebnisse der Spraysimulation für die vier realisierten Geometrien. Die im Abschnitt 7.3.3 diskutierten Eigenschaften der Strahlcharakteristika bleiben prinzipiell erhalten, wobei sich die Unterschiede in der Penetration P und im Strahlkegelwinkel τ zwischen der Basis, ID2 und ID3 drastisch reduzieren.

8.2 Verifizierung mit Spraykammermessungen

Neben der Bewertung der realisierten Ventilsitzgeometrien per CFD, ist auch ein direkter Vergleich mittels Kammer- und Durchflussmessungen möglich. Die vier realisierten Mehrlochventile zur Verifikation der Ergebnisse der CFD-Optimierung besitzen jeweils fünf Spritzlöcher, die rotationssymmetrisch um die Injektorachse angeordnet sind. Somit lassen sich die in der CFD-Optimierung erzielten Verbesserungen hinsichtlich des Strahlkegelwinkels τ und der Penetration P bewerten. Die drei optimierten, realisierten Injektoren ID1, ID2 und ID3 werden nachfolgend der

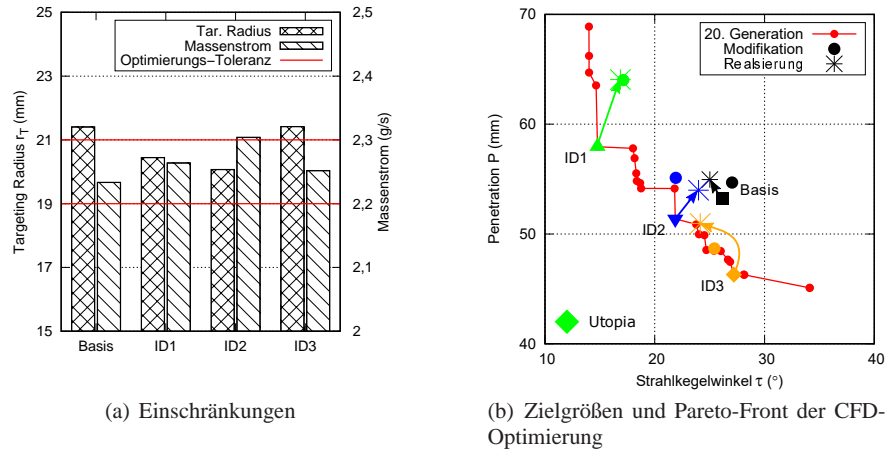


Abb. 8.4 Simulationsergebnisse der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T und der beiden Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P für die realisierten Geometrien.

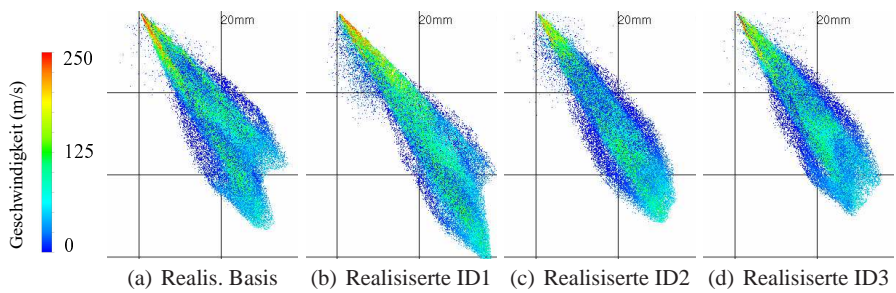


Abb. 8.5 Darstellung des simulierten Kraftstoffsprays nach $600\ \mu\text{s}$ Einspritzdauer für die realisierte Basis und die drei realisierten Pareto-optimalen Geometrien.

realisierten Basis gegenübergestellt.

In Abbildung 8.6 sind die, über 20 Einspritzungen gemittelten, Schattenlicht-Aufnahmen der vier Injektoren exemplarisch zum Zeitpunkt $1000\ \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn zu sehen. Die Betrachtungsrichtung ist so gewählt, dass der linke Kraftstoffstrahl einen einzelnen Strahl des 5-Lochventils darstellt. Die Aufnahmen des mittleren und des rechten Strahls setzen sich aus jeweils zwei hintereinanderliegenden Einzelstrahlen zusammen. Die verwendete Spraykammer ist in Abschnitt 4.1.2 beschrieben und der Messaufbau in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Bedingungen in der Spraykammer entsprechen den Bedingungen der Simulation:

- Kraftstoff: n-Heptan bei 25°C und 200 bar
- Kammer: Stickstoff bei 25°C und 1 bar

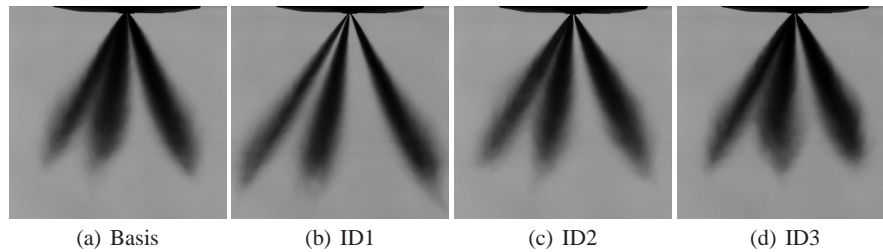


Abb. 8.6 Über 20 Einspritzungen gemittelte Schattenlicht-Aufnahmen der vier Injektoren zum Zeitpunkten $1000\mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn [152].

Anhand der bearbeiteten Aufnahmen wird die Spitze der jeweiligen Strahlbündel mit Hilfe eines Graustufen-Schwellwertes bestimmt. In Abbildung 8.7 sind die detektierten Strahlspitzen für die vier gefertigten Injektoren zum Zeitpunkten $1000\mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn dargestellt. Für eine repräsentative Ermittlung der Strahlspitzen werden hierbei ebenfalls gemittelte (über 20 Einspritzungen) Aufnahmen verwendet. Der Strahlrichtungswinkel ξ wird zwischen Injektorachse und Achse des Einzelstrahls (linker Strahl) gemessen. Die vertikale Penetration P_{vert} kann für alle drei sichtbaren Strahlbündel ermittelt werden. Im Gegensatz zur Validierung der Zweiloch-Injektoren in Abschnitt 4.1.2 liegen bei der nachfolgenden Verifizierung der Fünfloch-Injektoren die Strahlen nicht in einer gemeinsamen Ebenen. Bei konstanter Kameraposition bezogen auf den Injektor kann somit keine Perspektive gewählt werden, mit der gleichzeitig mehrere Einzelstrahlpenetrationen ermittelt werden können. Bei der nachfolgenden Bewertung wird dieser Perspektivenfehler akzeptiert, da die vier aufgebauten Injektoren nahezu identische Strahlrichtungen besitzen. Somit kann angenommen werden, dass diese systematische Abweichung eine untergeordnete Auswirkung bei der Bewertung der Injektoren besitzt.

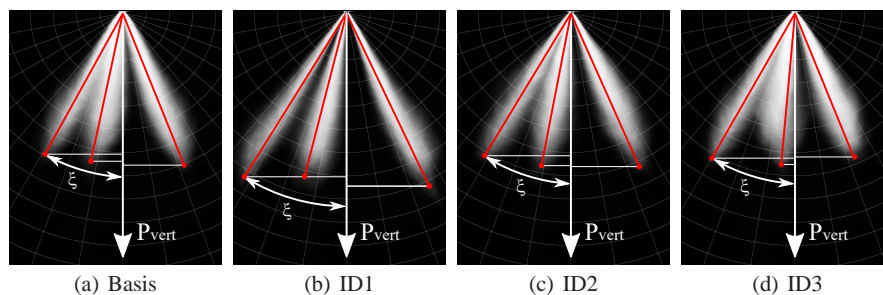


Abb. 8.7 Über 20 Einspritzungen gemittelte Schattenlicht-Aufnahmen der vier Injektoren zum Zeitpunkten $1000\mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn. Ermittlung des Strahlrichtungswinkels ξ und der vertikalen Penetration P [152].

Die gezeigten Sprayaufnahmen in Abbildung 8.7 werden zuerst für den Abgleich der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T und anschließend für den Abgleich der Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ und Penetration P herangezogen.

8.2.1 Massenstrom und Targeting Radius

Zur Bestimmung des Massenstroms \dot{m} der gefertigten Fünffloch-Injektoren wird die eingespritzte Menge an Kraftstoff für eine Einspritzdauer von 1,5 ms und eine Einspritzdauer von 5 ms gemessen. Aus der Differenz der eingespritzten Kraftstoffmasse ergibt sich die Durchflussrate für einen vollständig geöffneten Injektor. Abbildung 8.8(a) zeigt sowohl den simulierten als auch den gemessenen Massenstrom \dot{m} pro Spritzloch. Darüber hinaus ist die Toleranz des Massenstroms von $2,25 \pm 0,05$ g/s dargestellt. Die berechneten und gemessenen Massenströme der drei optimierten, realisierten Injektoren ID1, ID2 und ID3 unterscheiden sich nur gering und alle gemessenen Werte liegen innerhalb des geforderten Toleranzbereiches. Jedoch zeigt die Durchflussmessung der Basis-Variante mit 2,14 g/s einen zu geringen Wert, der außerhalb des Toleranzbereiches liegt. Dieser große Unterschied zum Nominalwert von 2,25 g/s muss bei der weiteren Auswertung berücksichtigt werden, da ein reduzierter Massenstrom sowohl zu einer reduzierten Penetration P als auch zu einem reduzierten Strahlkegelwinkel τ führt. Dieser Zusammenhang ist auch ein Ergebnis der statistischen Versuchsplanung und kann anhand der positiven Korrelationskoeffizienten zwischen Massenstrom \dot{m} und Strahlkegelwinkel τ von 0,19 und zwischen Massenstrom \dot{m} und Penetration P von 0,44 aufgezeigt werden, vgl. z.B. Tabelle 6.5. Der größte Unterschied im Massenstrom \dot{m} tritt zwischen der Basis und ID3 auf und beträgt 0,14 g/s bzw. 6,5%.

Der simulierte Targeting Radius r_T der vier realisierten Geometrien wird mittels des gemessenen Strahlrichtungswinkels ξ in Abbildung 8.8(b) verglichen. Der Toleranzbereich des Targeting Radius von 20 ± 1 mm entspricht ungefähr einem Strahlrichtungswinkel ξ von $32,4^\circ$ bis 35° . Während bei den CFD-Simulationen, d.h. bei der Berechnung eines Einzelstrahls, die Targeting Radien tendenziell zu hoch vorhergesagt werden, zeigen die Messungen der realen Fünffloch-Injektoren ein entgegengesetztes Verhalten auf. Insbesondere die Basis mit $29,2^\circ$ und ID3 mit $29,5^\circ$ zeigen niedrige Strahlrichtungswinkel ξ auf. Die hohen Strahlkegelwinkel τ dieser beiden Injektoren deuten hohe Strahl-zu-Strahl Interaktionen an, welche die Strahlrichtungswinkel ξ reduzieren können. Einzig der Strahlrichtungswinkel ξ von ID1, der Injektor mit dem geringsten Strahlkegelwinkel τ , liegt innerhalb des Toleranzbereiches.

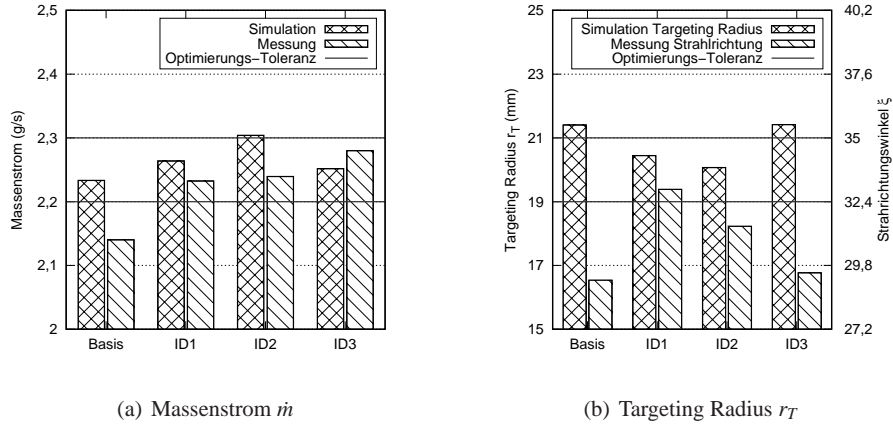


Abb. 8.8 Vergleich des gemessenen zu simulierten Massenstroms (links). Der simulierte Targeting Radius wird mit dem gemessenen Strahlrichtungswinkel ξ verglichen (rechts).

8.2.2 Strahlkegelwinkel und Penetration

Zur Verifizierung des Strahlkegelwinkels τ werden Schattenlicht-Aufnahmen des Injektor-Nahfeldes mit einer Frequenz von 100 kHz verwendet. In Abbildung 8.9 zeigen die Einzelstrahlen zum Teil bereits an der Strahlwurzel große Strahlkegelwinkel, sodass der Einzelstrahl mit dem benachbarten Strahlpärchen verschmilzt. Somit erlauben die Sprayaufnahmen der gefertigten Fünffloch-Injektoren keine eindeutige Bestimmung des Einzelstrahlkegelwinkels. Aufgrund der Einschränkung des Targeting Radius r_T besitzen alle vier Injektoren die gleiche initiale Strahlrichtung ξ . Wird nun an den Einzelstrahl nahe des Vorstufenaustritts händisch eine Tangente angelegt und deren Winkel bestimmt, kann der halbe Strahlkegelwinkel τ ermittelt werden, siehe Abbildung 8.9. Für eine repräsentative Erfassung der Strömung im Nahfeld der Injektoren werden 100 Aufnahmen (1 ms) bei vollständig geöffnetem Injektor gemittelt. ID1 zeigt die kleinsten Strahlkegelwinkel, sodass sich eine klare Separation der einzelnen Strahlen mit minimaler Strahl-zu-Strahl Interaktion ergibt. Demgegenüber zeigen die Strahlen von ID3 und der Basis eine hohe Interaktion miteinander und lassen sich in der gezeigten Perspektive nicht separieren. ID2 zeigt eine Strahlcharakteristik zwischen der ID1 und ID3. Dieses Verhalten entspricht qualitativ dem Bild, das sich aus der CFD-Optimierung ergeben hat.

In Abbildung 8.10(a) sind die berechneten Strahlkegelwinkel τ den gemessenen Tangenten aus Abbildung 8.9 gegenübergestellt. Aufgrund von Unsicherheiten bei der Bestimmung des Strahlkegelwinkels τ stehen bei der folgenden Analyse die Tendenzen im Vordergrund. Die Rangfolge stimmt zwischen Berechnung und Messung überein. Der Strahlkegelwinkel τ von ID2 und ID3 besitzt sowohl innerhalb der Schattenlicht-Aufnahmen als auch in der Simulation nahezu identische Werte.

Für den Abgleich zwischen berechneter und gemessener Penetration P werden

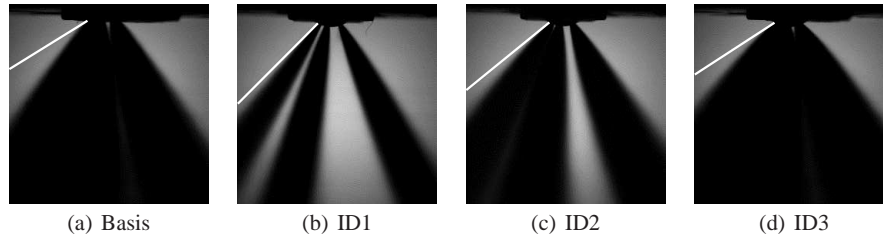


Abb. 8.9 Über 100 Aufnahmen bzw. 1 ms gemittelte Makro Aufnahmen der Nahfelder der vier gefertigten Injektoren. Die Tangenten zur Bestimmung der äußeren Strahlkante sind jeweils am Einzelstrahl (linker Kraftstoffstrahl) ermittelt und eingezeichnet [152].

Gegenlicht-Aufnahmen herangezogen. Für eine repräsentative Auswertung werden 20 Einspritzungen pro Injektor durchgeführt und die Aufnahmen jeweils zum gleichen Zeitpunkt nach Start der Einspritzung gemittelt, vgl. z.B. Abbildung 8.6. In Abbildung 8.7 ist die vertikale Penetration P_{vert} der drei Strahlbündel nach 1 ms Einspritzdauer für die vier gefertigten Fünfloch-Injektoren dargestellt. Zur Bewertung der Penetration stellt das arithmetische Mittel der drei in der Ansicht separierten Strahlen den charakteristischen Wert dar.

Die Messergebnisse für die Einschränkung des Massenstroms \dot{m} haben Abweichungen zwischen den Injektoren von bis zu 6,5% ergeben. Dies muss für einen quantitativen Vergleich zwischen gemessener und berechneter Penetration P korrigiert werden, sodass nachfolgend die Penetration P bei gleicher eingespritzter Kraftstoffmenge verglichen wird. Hierzu werden folgende Berechnungsschritte auf Basis der Messdaten vorgenommen und nachfolgend exemplarisch für die Basis zum Zeitpunkt $600\mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn durchgeführt, wobei der Einspritzbeginn der Spraykammermessungen mit dem Zeitpunkt des Sprayaustrittes definiert wird:

1. Mittelung der gemessenen, vertikale Penetration $P_{vert}(t)$ über die drei Strahlbündel:

$$\overline{P_{vert}(t)} = \frac{P_{1,vert}(t) + P_{2,vert}(t) + P_{3,vert}(t)}{3} \quad (8.7)$$

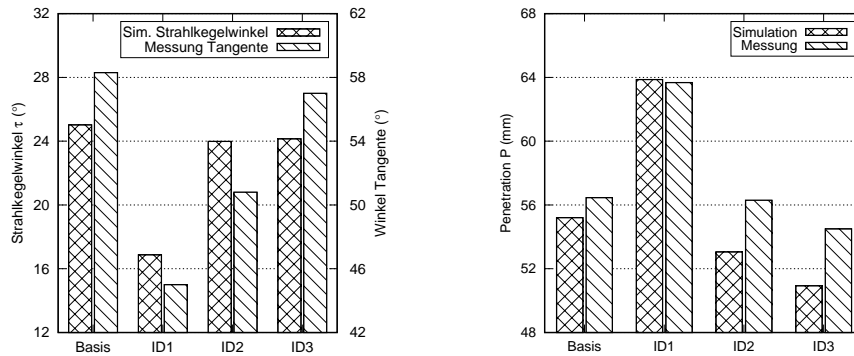
2. Gleichstellung der eingespritzten Kraftstoffmasse m , indem das Zeitsignal mit dem Quotienten aus nominalem ($2,25\text{ g/s}$) zu gemessenem Massenstrom multipliziert wird, siehe Abbildung 8.8:

$$\overline{P_{m,vert}}(600\mu\text{s}) = \overline{P_{vert}} \left(600\mu\text{s} \frac{2,25\text{ (g/s)}}{2,14\text{ (g/s)}} \right) \quad (8.8)$$

3. Berechnung der massengleichgestellten, Einzelstrahlpenetration $P_{m,es}$ mittels des Strahlrichtungswinkel ξ des zugehörigen Injektors, siehe Abbildung 8.8:

$$\overline{P_{m,es}}(600\mu\text{s}) = \frac{\overline{P_{m,vert}}(600\mu\text{s})}{\cos(29,2^\circ)} \quad (8.9)$$

In Abbildung 8.10 (b) wird die massengleichgestellte, Einzelstrahlpenetration $P_{m,es}$ zum Zeitpunkt $600\ \mu\text{s}$ nach Einspritzbeginn zwischen Simulation und Messung verglichen. Auch für die Penetration P stimmt die Rangfolge zwischen Berechnung und Messung überein. Darüber hinaus sind auch die absoluten Penetrationswerte gut miteinander vergleichbar, sodass der maximale Unterschied zwischen Simulation und Messung unter $4\ \text{mm}$ bzw. unter 5% beträgt. In Abbildung 8.11 (a) ist der



(a) Strahlkegelwinkel τ gegenübergestellt zum Winkel der Tangente

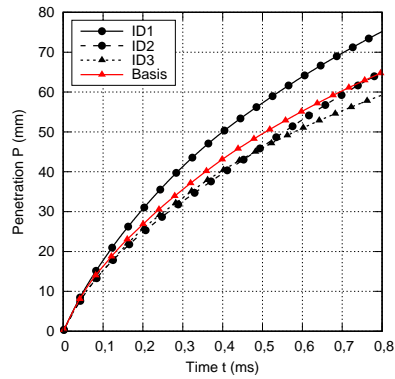
(b) Einzelstrahlpenetration $\overline{P_{m,es}}(600\ \mu\text{s})$ mit massengleichgestellter Zeitskala

Abb. 8.10 Vergleich des berechneten Strahlkegelwinkels zum gemessenen Winkel der Tangente an die Außenkante des Einzelstrahls (links). In der rechten Darstellung wird die berechnete Penetration P der gemessenen, massengleichgestellten Einzelstrahlpenetration $P_{m,es}$ gegenübergestellt.

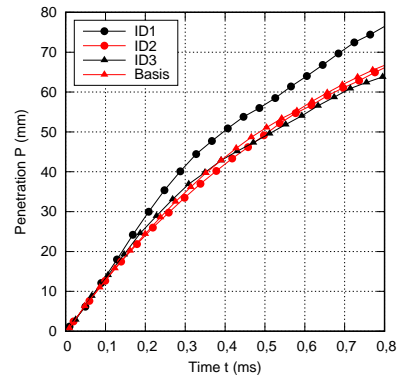
zeitliche Verlauf der simulierten, Penetration P mit der gemessenen, massenausgeglichenen, Einzelstrahlpenetration $P_{m,es}$ (Abbildung 8.11 (b)) gegenübergestellt. Eine gute Übereinstimmung zwischen simulierter und gemessener Penetration P ist für ID1 zu erkennen. Die verbleibenden drei Ventilsitze zeigen einen ähnlichen Verlauf der Penetration P , wobei ID3 in der Messung und in der Simulation die geringste Penetration P aufweist. Besonders hervorzuheben ist, dass neben den Trends auch die absoluten Werte der Penetration P sehr gut übereinstimmen. So zeigt beispielsweise die Basis nach $0,8\ \text{ms}$ Einspritzdauer sowohl in der Messung als auch in der Simulation eine Penetration P von ungefähr $65\ \text{mm}$.

8.3 Abschließende Bewertung

Die Übertragung der Pareto-optimalen Geometrien in fertigbare Musterinjektoren stellt sich als schwierig heraus, da der fertigbare Raum stark eingeschränkt ist. Die für die Herstellung der Fertigbarkeit notwendige Diskretisierung einiger Geometriegrößen führt zu Abweichungen sowohl in den Zielgrößen Strahlkegelwinkel τ



(a) Simulation - Ergebnisse für die realisierten Geometrievektoren



(b) Messung - massengleichgestellte, Einzelstrahlpenetration $P_{m,es}$

Abb. 8.11 Vergleich der zeitlichen Penetrationsverläufe zwischen Simulation und Messung.

und Penetration P als auch in den Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T . Als Folge der Abweichungen der beiden Einschränkungen wären die Ventilsitze nicht weiter vergleichbar. Mit Hilfe der Metamodelle ist eine Methode entwickelt worden, die die Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T durch Anpassung kontinuierlich fertiger Geometrieparameter in akzeptablen Grenzen hält. So gleicht der Spritzlochdurchmesser d_{SL} die Differenz des Massenstroms $\Delta \dot{m}$ und der radiale Neigungswinkel α die Differenz des Targeting Radius Δr_T aus. Bei der Fertigung treten jedoch weitere Abweichungen auf, sodass die realisierten Ventilsitze die optimierten Strahl-Charakteristika nur noch in abgeschwächter Form wiedergeben. So reduzieren sich z.B. die Unterschiede im Strahlkegelwinkel τ und der Penetration P zwischen ID2, ID3 und der Basis drastisch. Zusätzlich besitzt z.B. die Basis ein um 6,5% geringeren, gemessenen Massenstrom \dot{m} als ID2. Um dies bei der Verifizierung zu berücksichtigen, wird die Penetration P nicht bei gleicher Zeit, sondern bei gleicher eingespritzter Kraftstoffmasse verglichen.

Trotz dieser Vielzahl an, zum Teil nicht quantifizierbaren, Unsicherheiten zeigt die Verifizierung mittels real gefertigter Fünfloch-Injektoren die Ergebnisse der Optimierung im realen Kraftstoffspray. Zusätzlich wird erneut die weitgehende Übereinstimmung zwischen der Vorhersage der Simulation und dem Experiment bei den Verifizierungsmessungen festgestellt, eine weitere Bestätigung der in dieser Arbeit verwendeten Methodik. So besitzt ID1 die höchste Penetration P , den geringsten Strahlkegelwinkel τ und ebenfalls die geringsten Strahl-zu-Strahl Interaktionen. Demgegenüber zeigt ID3 sowohl in den Schattenlicht-Aufnahmen als auch in der Simulation die geringste Penetration P , den höchsten Strahlkegelwinkel τ und hohe Strahl-zu-Strahl Interaktionen. Der Unterschied zwischen ID2 und der Basis ist in der Penetration P nicht sichtbar. Jedoch zeigt ID2 gegenüber der Basis geringere

Strahl-zu-Strahl Interaktionen. Folglich ist davon auszugehen, dass der optimierte Ventilsitz ID2 gegenüber der Basis Vorteile bezüglich Sprayrobustheit bei unterschiedlichen Einspritzbedingungen aufweist.

Die Intention der Einschränkungen Massenstrom \dot{m} und Targeting Radius r_T des in dieser Arbeit definierten Optimierungsproblems zielt darauf ab, motorspezifische Anforderungen zu erfüllen. Die Stärke der Strahl-zu-Strahl Interaktionen hat sich bei der Verifikation maßgeblich vom Strahlkegelwinkel τ abhängig gezeigt. Da dies bereits im Voraus der Optimierung erwartet wurde, ist ein Ziel der Optimierung den Strahlkegelwinkel τ zu minimieren. Durch die unterschiedliche Ausprägung der Strahl-zu-Strahl Interaktionen ergeben sich Abweichungen in der Richtung der Strahlflugbahn, sodass z.B. die realisierte Basis und ID3, die Ventilsitze mit dem größten Strahlkegelwinkel τ , einen um ca. 3,5 mm zu geringen Targeting Radius r_T besitzen. Diese Strahl-zu-Strahl Interaktionen können aufgrund der Optimierung eines Einzelstrahls nicht im Simulationsablauf berücksichtigt werden. Für zukünftige Studien wäre die Simulation des gesamten Ventilsitzes mit dem gesamten Spray in Betracht zu ziehen, vergleiche halbkugelförmiges Rechengebiet in Abbildung 4.21. Alternativ ist die Möglichkeit zu prüfen, inwiefern die Innenströmung mit dem dargestellten Segment, das Spray jedoch mit allen Kraftstoffstrahlen berechnet werden kann.

Kapitel 9

Fazit und Ausblick

Mehrlochventile sind eine zentrale Komponente für Brennverfahren mit Benzin-Direkt-Einspritzung. Verbesserungen der Sprayeigenschaften ermöglichen ein verbessertes Brennverfahren und tragen somit zur Einhaltung weltweiter Abgasgesetzgebungen unter realen Fahrbedingungen und zur Reduktion der Kohlenstoffdioxid (CO_2)-Emissionen bei. Für die charakteristischen Sprayeigenschaften, wie z.B. Penetration, Strahlform und Strahlrichtung, ist im Wesentlichen der Ventilsitz verantwortlich, sodass ein optimales Kraftstoffspray einen optimierten Ventilsitz für den jeweiligen Motor benötigt. Moderne Fertigungsverfahren, wie z.B. das Laserbohren, ermöglichen flexible Gestaltungen des Ventilsitzes und geben Zugang zu einem großen Geometrieraum. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss von neun, für wesentlich erachtete, geometrische Größen untersucht, wobei deren Grenzen für eine globale Erforschung des Parameterraums groß gewählt sind. Als konkurrierende Zielgrößen wurden eine minimale Penetration und ein minimaler Strahlkegelwinkel definiert. Für eine Vergleichbarkeit zwischen den untersuchten Ventilsitzen werden der Kraftstoffmassenstrom und die Richtung des Kraftstoffstrahls in engen Grenzen beschränkt.

Die verwendeten Simulationsansätze zur Berechnung der Ventilsitz-Innenströmung und des Kraftstoffsprays wurden für die speziellen Erfordernisse als Evaluierungstool einer Optimierung weiterentwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit stellte sich als zielführend heraus, nicht nur die Innenströmung, sondern auch das Kraftstoffspray zu berechnen. Die Kopplung zwischen der Innenströmung (Euler-Ansatz) und dem Spray (Euler-Lagrange-Ansatz) erfordert eine transiente Schnittstelle und erfolgt mittels der DDM-Methode. Der verwendete Ansatz wurde numerisch, mittels skalen aufgelöster Berechnung, und messtechnisch, mittels hochfrequenter Schattenlicht- und LDM-Aufnahmen, validiert. Die Simulationsergebnisse zeigen sowohl qualitativ als auch quantitativ eine sehr gute Übereinstimmung mit den Validierungsdaten. Die korrekte Erfassung der relevanten physikalischen Effekte ist eine wesentliche Voraussetzung für eine erfolgreiche CFD-Optimierung.

Die Geometrie des Ventilsitzes wird auf Basis eines neun-dimensionalen Geometrievektors für ein einzelnes Spritzloch parametrisch erzeugt. Die validierten Simulationseinstellungen werden auf dieses kleine Rechengebiet, das Segment mit dras-

tisch reduziertem Ressourcenbedarf und vollständiger Automatisierung, übertragen. Damit sind Untersuchungen, wie z.B. die statistische Versuchsplanung mit 700 Geometrievektoren möglich. Die Ergebnisse der statistischen Versuchsplanung liefern Wirkzusammenhänge zwischen Geometrie- und Strömungsgrößen und dienen sowohl zur Erstellung von Metamodellen für die Zielgrößen und die Einschränkungen als auch zur Überprüfung ihrer Vorhersagegenauigkeit. Die Metamodelle werden, aufgrund ihrer sehr hohen Qualität und schnellen Vorhersage, für die Optimierung der in dieser Arbeit ausgearbeiteten Fragestellung eingesetzt. Hierbei wird innerhalb weniger Stunden eine approximierte Pareto-Front erzielt, die diverse Geometrievektoren mit großen Unterschieden im Strahlkegelwinkel und der Penetration beinhaltet. Die durchgeführte Optimierung mit dem CFD-Simulationsablauf benötigt dagegen mehrere Monate auf einem Hochleistungsrechner und zeigt nach 20 Generationen gegenüber nicht-optimierten Ventilsitzen deutliche Verbesserungen. So dominiert beispielsweise die untersuchte Geometrie ID2 eine nicht-optimierte Geometrie, indem sie einen um $4,3^\circ$ reduzierten Strahlkegelwinkel und eine um 1,8 mm geringere Penetration besitzt. Der Vergleich zwischen Metamodell-Optimierung und CFD-Optimierung zeigt, dass die Metamodell-Optimierung den Parameterraum schneller und ganzheitlicher erforscht, wohingegen die CFD-Optimierung bessere Ergebnisse mit höherer Genauigkeit liefert. In der vorliegenden Arbeit sind verschiedene Ansätze einer automatisierten Optimierung mittels des Genetischen Algorithmus NSGA-II auf Basis von CFD-Simulationen erfolgreich entwickelt, bewertet und eingesetzt worden.

Neben einer Basis-Variante wurden drei Pareto-optimale Geometrien der CFD-Optimierung mit Hilfe der Metamodelle in den fertigmöglichen Raum übertragen, sodass insgesamt vier unterschiedliche Fünfloch-Injektoren gefertigt wurden. Zur Verifikation der Spraycharakteristika werden Durchfluss-, Strahlrichtungs- und Spraykammermessungen den CFD-Ergebnissen gegenübergestellt. Die innerhalb der Optimierung gefundenen Unterschiede des Strahlkegelwinkels und der Penetration bleiben erhalten, schwächen sich aber aufgrund von Fertigungsvorgaben und Fertigungstoleranzen ab.

Der Simulationsablauf der Ventilsitzinnenströmung und des Kraftstoffsprays konnte erfolgreich bezüglich Automatisierung, Validität, Robustheit, Parallelisierung und Effektivität weiterentwickelt werden. In Kombination mit einem Genetischen Algorithmus kann der entwickelte Ansatz einfach auch auf neue Optimierungsprobleme mit anderen Zielfunktionen und Einschränkungen übertragen werden. Interessant ist eine Erweiterung des Simulationsprozesses vom Segment auf ein Vollmodell, sodass weitere Strömungsphänomene bei gleichzeitig höherer Anzahl an geometrischer Freiheitsgrade untersucht werden können. Der Aufwand einer Optimierung unter Einbezug eines gesamten Ventilsitzes wird jedoch als sehr hoch eingeschätzt, sodass die Machbarkeit einer solchen Studie erst mittelfristig möglich ist. Der Einsatz der Metamodelle innerhalb einer Optimierung kann weiter ausgebaut werden, z.B. in Form einer hybriden Optimierung, die eine Metamodell-Optimierung mit einer CFD-Optimierung kombiniert. Die aus dieser Arbeit resultierende, umfangreiche Datenmenge ermöglicht weitere Untersuchungen mit statistischen Methoden oder Algorithmen des maschinellen Lernens.

Literaturverzeichnis

Literaturverzeichnis

- [1] OECD, Publishing, *ITF Transport Outlook*. 2017.
- [2] T. Pauer, H. Yilmaz, J. Zumbrägel und E. Schünemann, “Neue Generation Benzin-Direkteinspritzsysteme von Bosch”, *MTZ-Motortechnische Zeitschrift*, Jg. 78, Nr. 7-8, S. 16–23, 2017.
- [3] Europäische Union, *Verordnung (EU) Nr. 333/2014 des Europäischen Parlaments und des Rates vom 11. März 2014 zur Änderung der Verordnung (EG) Nr. 443/2009 hinsichtlich der Festlegung der Modalitäten für das Erreichen des Ziels für 2020 zur Verringerung der CO₂-Emissionen neuer Personenkraftwagen*, 2014.
- [4] Europäisches Parlament und Europäischer Rat, “Verordnung 2017/1151”, *EU-Verordnung*, Jg. 1151, 2017.
- [5] R. van Basshuysen, *Ottomotor mit Direkteinspritzung: Verfahren, Systeme, Entwicklung, Potenzial*. Springer, 2013.
- [6] A. Nauwerck, *Untersuchung der Gemischbildung in Ottomotoren mit Direkteinspritzung bei strahlgeführtem Brennverfahren*. Logos, 2006.
- [7] R. Ortmann, G. Würfel, R. Grzeszik, J. Raimann, W. Samenfink und J. Schlerfer, “Vergleich von Zerstäubungskonzepten für Benzin-Direkteinspritzung”, *Veranstaltungsunterlagen zur Tagung: Direkteinspritzung im Ottomotor III*, 2001.
- [8] T. Stach, J. Schlerfer und M. Vorbach, “New generation multi-hole fuel injector for direct-injection SI engines-optimization of spray characteristics by means of adapted injector layout and multiple injection”, *SAE Technical Paper*, 2007.
- [9] Robert Bosch GmbH, *Gasoline High Pressure Injector*, <http://www.bosch-mediaspace.de/>, [Stand: 2018-04-06], 2018.
- [10] Robert Bosch GmbH, *Gasoline High Pressure Injector*, <http://www.bosch-mediaspace.de/>, [Stand: 2015-07-27], 2015.

- [11] P. Jochmann, F. Köpple, A. Storch, A. Kufferath, B. Durst, B. Hussmann, M. Miklautschitsch und E. Schünemann, “Minimierung der Partikelemissionen von Ottomotoren mit zentraler Direkteinspritzung durch innovative Injektortechnologien und kombinierten Einsatz von CFD und Motorversuch”, in *10. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik*, 2012.
- [12] W. Wiese, A. Kufferath, A. Storch und P. Rogler, “Anforderungen an den Mehrlochinjektor zur Erfüllung zukünftiger Emissionsgrenzwerte beim direkteinspritzenden Ottomotor”, *Internationaler Motorenkongress*, 2015.
- [13] A. Kufferath, W. Wiese, W. Samenfink, H. Dageförde, T. Knorsch und P. Jochmann, “Assessment of feasible system solutions for future particle emission requirements”, *IMechE*, 2015.
- [14] F. Leach, T. Knorsch, C. Laidig und W. Wiese, “A review of the requirements for injection systems and the effects of fuel quality on particulate emissions from GDI engines”, *SAE Technical Paper*, 2018.
- [15] K. Reif, “Gasoline Engine Management”, *Springer Vieweg*, 2015.
- [16] E. Laurien und H. Oertel, *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg + Teubner, 2009.
- [17] J. Ferziger und M. Peric, *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, 2008.
- [18] H. Oertel jr, M. Böhle und T. Reviol, *Strömungsmechanik: für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer, 2015.
- [19] J. Fröhlich, *Large eddy simulation turbulenter Strömungen*. Springer, 2006, Bd. 1.
- [20] S. B. Pope, “Turbulent flows”, Cambridge University Press, Techn. Ber., 2000.
- [21] J. Boussinesq, *Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grande section*. Gauthier-Villars, 1897.
- [22] B. Launder und D. Spalding, “The numerical computation of turbulent flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Jg. 3, Nr. 2, S. 269–289, 1974.
- [23] D. C. Wilcox, “Turbulence Modelling for CFD”, *DCW Industries Inc., La Canada, California*, 1998.
- [24] D. C. Wilcox, “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models”, *AIAA Journal*, Jg. 26, Nr. 11, S. 1299–1310, 1988.
- [25] F. R. Menter, “Zonal two equation $k\omega$ turbulence models for aerodynamic flows”, in *23rd Fluid Dynamics, Plasmadynamics, and Lasers Conference*, 1993, S. 2906.
- [26] F. R. Menter, “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications”, *AIAA Journal*, Jg. 32, Nr. 8, S. 1598–1605, 1994.
- [27] A. Leonard, “Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows”, in *Advances in Geophysics*, Bd. 18, Elsevier, 1975, S. 237–248.
- [28] J. Smagorinsky, “General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment”, *Monthly Weather Review*, Jg. 91, Nr. 3, S. 99–164, 1963.
- [29] ANSYS, Inc., “ANSYS CFX-Solver Theory Guide, Release 18.2”, *Ansys CFX Release*, Jg. 18.2, 2017.

- [30] F. Nicoud und F. Ducros, “Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor”, *Flow, Turbulence and Combustion*, Jg. 62, Nr. 3, S. 183–200, 1999.
- [31] J. Fröhlich und D. von Terzi, “Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows”, *Progress in Aerospace Sciences*, Jg. 44, Nr. 5, S. 349–377, 2008.
- [32] J. Fröhlich, H. Kuerten, B. J. Geurts und V. Armenio, *Direct and Large-Eddy Simulation IX*. Springer, 2015, Bd. 20.
- [33] F. R. Menter, “Best practice: scale-resolving simulations in ANSYS CFD, Version 2.00”, *ANSYS Germany GmbH*, S. 1–74, 2015.
- [34] AVL LIST GmbH, *Fire v2017 User Manual*. 2016.
- [35] F. Joos, *Technische Verbrennung*. Springer, 2006.
- [36] J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld, C. T. Crowe und Y. Tsuji, *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, 2011.
- [37] G. P. Merker, C. Schwarz und R. Teichmann, “Simulation von Einspritzprozessen”, in *Grundlagen Verbrennungsmotoren*, Springer, 2011, S. 603–650.
- [38] N. Ashgriz, *Handbook of atomization and sprays: theory and applications*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [39] C. Baumgarten, *Mixture formation in internal combustion engines*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [40] R. Reitz, “Atomization and other breakup regimes of a liquid jet”, *Ph. D. Thesis, Princeton University*, 1978.
- [41] W. V. Ohnesorge, “Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen”, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, Jg. 16, Nr. 6, S. 355–358, 1936.
- [42] D. Weber, “Flash Boiling bei Ottomotoren mit Benzindirekteinspritzung: Experimentelle Untersuchungen, Modellierung und numerische Simulation”, Diss., Technische Universität Darmstadt, 2016.
- [43] A. Hermann, “Modellbildung für die Simulation der Gemischbildung und Verbrennung in Ottomotoren mit Benzin-Direkteinspritzung”, *PhD, Universität Karlsruhe*, 2008.
- [44] M. Pilch und C. Erdman, “Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop”, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 13, Nr. 3, S. 741–757, 1987.
- [45] J. Warnatz, U. Maas und R. W. Dibble, *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. Springer, 2013.
- [46] C. W. Hirt und B. D. Nichols, “Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries”, *Journal of Computational Physics*, Jg. 39, Nr. 1, S. 201–225, 1981.
- [47] ANSYS, Inc., “ANSYS CFX-Solver Modeling Guide, Release 18.2”, *Ansys CFX Release*, Jg. 18.2, 2017.

- [48] C. Arcoumanis und T. Kamimoto, *Flow and combustion in reciprocating engines*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [49] C. E. Brennen, *Fundamentals of multiphase flow*. Cambridge University Press, 2005.
- [50] J. M. Nouri, N. Mitroglou, Y. Yan und C. Arcoumanis, “Internal Flow and Cavitation in a Multi-Hole Injector for Gasoline Direct-Injection Engines”, *SAE Technical Paper*, Nr. 2007-01-1405, 2007.
- [51] D. Mamaikin, T. Knorsch, P. Rogler, P. Leick und M. Wensing, “High Speed Shadowgraphy of Transparent Nozzles as an Evaluation Tool for In-Nozzle Cavitation Behavior of GDI Injectors”, in *ILASS Europe*, 2017, S. 1027–1034.
- [52] C. E. Brennen, *Cavitation and bubble dynamics*. Cambridge University Press, 2013.
- [53] M. S. Plesset und A. Prosperetti, “Bubble dynamics and cavitation”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, Jg. 9, Nr. 1, S. 145–185, 1977.
- [54] L. d’Agostino und M. V. Salvetti, *Fluid dynamics of cavitation and cavitating turbopumps*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [55] J. K. Dukowicz, “A particle-fluid numerical model for liquid sprays”, *Journal of Computational Physics*, Jg. 35, Nr. 2, S. 229–253, 1980.
- [56] A. Gosman und R. Johns, “Computer analysis of fuel-air mixing in direct-injection engines”, *SAE Technical Paper*, 1980.
- [57] AVL LIST GmbH, *Fire v2017 Spray Module*. 2016.
- [58] L. Schiller und A. Naumann, “Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung”, *Zeitschrift des VDI*, Jg. 77, S. 318–320, 1933.
- [59] A. Gosman und E. Ioannides, “Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors”, *Journal of Energy*, Jg. 7, Nr. 6, S. 482–490, 1983.
- [60] J. Ziuber und Friedrich, “Dokumentation des Innenströmung-Spray-Interfaces (ISI) für Sprayrechnungen mit FIRE 8”, 2004.
- [61] F. Köpple, “Grundlagen zur Berechnung turbulenter, reaktiver Mehrphasenströmungen”, in *Untersuchung der Potentiale der numerischen Strömungsberechnung zur Prognose der Partikelemissionen in Ottomotoren mit Direkteinspritzung*, Springer, 2015.
- [62] R. Reitz und R. Diwakar, “Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays”, *SAE Technical Paper*, Nr. SAE 860469, 1986.
- [63] R. Reitz und R. Diwakar, “Structure of High-Pressure Fuel Sprays”, *SAE Technical Paper*, Nr. SAE 870598, 1987.
- [64] R. Reitz u. a., “Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays”, *Atomisation and Spray Technology*, Jg. 3, Nr. 4, S. 309–337, 1987.
- [65] C. Krüger und F. Otto, “Simulation von Einspritzprozessen”, in *Grundlagen Verbrennungsmotoren*, Springer, 2014, S. 867–920.
- [66] B. Abramzon und W. A. Sirignano, “Droplet Vaporization Model for Spray Combustion Calculations”, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 32, Nr. 9, S. 1605–1618, 1989.
- [67] R. Bird, W. Stewart und E. Lightfoot, *Transport Phenomena, Chap. 2*, 1960.

- [68] R. Myer und D. C. Montgomery, “Response surface methodology: process and product optimization using designed experiment”, *John Wiley and Sons, New York*, S. 1–16, 2002.
- [69] K. Siebertz, D. Van Bebber und T. Hochkirchen, *Statistische Versuchsplanung: design of experiments (DoE)*. Springer, 2017.
- [70] J. Sacks, W. J. Welch, T. J. Mitchell und H. P. Wynn, “Design and analysis of computer experiments”, *Statistical Science*, S. 409–423, 1989.
- [71] T. W. Simpson, D. K. Lin und W. Chen, “Sampling strategies for computer experiments: design and analysis”, *International Journal of Reliability and Applications*, Jg. 2, Nr. 3, S. 209–240, 2001.
- [72] A. Giunta, S. Wojtkiewicz und M. Eldred, “Overview of modern design of experiments methods for computational simulations”, in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2003, S. 649.
- [73] Z.-H. Han und K.-S. Zhang, “Surrogate-based optimization”, in *Real-world applications of genetic algorithms*, InTech, 2012.
- [74] S. Burhenne, D. Jacob und G. P. Henze, “Sampling based on Sobol sequences for Monte Carlo techniques applied to building simulations”, in *Proceedings of the International Building Performance Simulation Association*, 2011, S. 1816–1823.
- [75] I. Steponavičė, M. Shirazi-Manesh, R. J. Hyndman, K. Smith-Miles und L. Villanova, “On sampling methods for costly multi-objective black-box optimization”, in *Advances in Stochastic and Deterministic Global Optimization*, Springer, 2016, S. 273–296.
- [76] L. Daróczy, “Practical issues in the optimization of CFD based engineering problems”, Diss., Universität Magdeburg, 2016.
- [77] L. Daróczy, *OPAL++ Command Line Interface Manual*, 2017.
- [78] A. Saltelli, P. Annoni, I. Azzini, F. Campolongo, M. Ratto und S. Tarantola, “Variance based sensitivity analysis of model output. Design and estimator for the total sensitivity index”, *Computer Physics Communications*, Jg. 181, Nr. 2, S. 259–270, 2010.
- [79] I. M. Sobol, “On the distribution of points in a cube and the approximate evaluation of integrals”, *Zhurnal Vychislitel’noi Matematiki i Matematicheskoi Fiziki*, Jg. 7, Nr. 4, S. 784–802, 1967.
- [80] M. D. McKay, R. J. Beckman und W. J. Conover, “Comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code”, *Technometrics*, Jg. 21, Nr. 2, S. 239–245, 1979.
- [81] K. Pearson, “Note on regression and inheritance in the case of two parents”, *Proceedings of the Royal Society of London*, Jg. 58, S. 240–242, 1895.
- [82] C. Spearman, “The proof and measurement of association between two things”, *The American Journal of Psychology*, Jg. 15, Nr. 1, S. 72–101, 1904.
- [83] A. Forrester, A. Keane u. a., *Engineering design via surrogate modelling: a practical guide*. John Wiley & Sons, 2008.

- [84] R. Jin, W. Chen und T. W. Simpson, “Comparative studies of metamodelling techniques under multiple modelling criteria”, *Structural and multidisciplinary optimization*, Jg. 23, Nr. 1, S. 1–13, 2001.
- [85] S. Gano, H. Kim und D. Brown, “Comparison of three surrogate modeling techniques: Datascape, kriging, and second order regression”, in *11th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization Conference*, Sep. 2006.
- [86] T. Simpson, F. Mistree, J. Korte und T. Mauery, “Comparison of response surface and kriging models for multidisciplinary design optimization”, in *7th AIAA/USAF/NASA/ISSMO Symposium on Multidisciplinary Analysis and Optimization*, 1998, S. 4755.
- [87] D. Ellis, *Algebraic methods in combinatorics*, <https://www.dpmms.cam.ac.uk/~dce27/Lectures1-3v2.pdf>, [Stand: 2018-08-08], 2011.
- [88] T. R. Ender und S. Balestrini-Robinson, “Surrogate Modeling”, in *Modeling and Simulation in the Systems Engineering Life Cycle*, Springer, 2015, S. 201–216.
- [89] M. R. Kirby, “A methodology for technology identification, evaluation, and selection in conceptual and preliminary aircraft design”, Diss., Georgia Institute of Technology, 2001.
- [90] D. R. Jones, “A taxonomy of global optimization methods based on response surfaces”, *Journal of Global Optimization*, Jg. 21, Nr. 4, S. 345–383, 2001.
- [91] G. G. Wang und S. Shan, “Review of metamodeling techniques in support of engineering design optimization”, *Journal of Mechanical Design*, Jg. 129, Nr. 4, S. 370–380, 2007.
- [92] T. Simpson, V. Toropov, V. Balabanov und F. Viana, “Design and analysis of computer experiments in multidisciplinary design optimization: a review of how far we have come-or not”, in *12th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization Conference*, 2008.
- [93] K. Weicker, *Evolutionäre algorithmen*. Springer, 2015.
- [94] K. Deb, “An introduction to genetic algorithms”, *Sadhana*, Jg. 24, Nr. 4-5, S. 293–315, 1999.
- [95] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal und T. Meyarivan, “A fast and elitist multi-objective genetic algorithm: NSGA-II”, *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, Jg. 6, Nr. 2, S. 182–197, 2002.
- [96] R. T. Marler und J. S. Arora, “Survey of multi-objective optimization methods for engineering”, *Structural and Multidisciplinary Optimization*, Jg. 26, Nr. 6, S. 369–395, 2004.
- [97] K. Deb, “Multi-objective optimization”, in *Search Methodologies*, Springer, 2014, S. 403–449.
- [98] L. Daróczy, G. Janiga und D. Thévenin, “Systematic analysis of the heat exchanger arrangement problem using multi-objective genetic optimization”, *Energy*, Jg. 65, S. 364–373, 2014.

- [99] J. Holland, “Adaptation in natural and artificial systems: an introductory analysis with application to biology”, *Control and Artificial Intelligence*, 1975.
- [100] D. E. Goldberg, “Genetic Algorithms in Search”, *Optimization & Machine Learning*, 1989.
- [101] C. C. Coello, “Evolutionary multi-objective optimization: a historical view of the field”, *IEEE Computational Intelligence Magazine*, Jg. 1, Nr. 1, S. 28–36, 2006.
- [102] C. M. Fonseca und P. J. Fleming, “An overview of evolutionary algorithms in multiobjective optimization”, *Evolutionary Computation*, Jg. 3, Nr. 1, S. 1–16, 1995.
- [103] E. Zitzler, K. Deb und L. Thiele, “Comparison of multiobjective evolutionary algorithms: Empirical results”, *Evolutionary Computation*, Jg. 8, Nr. 2, S. 173–195, 2000.
- [104] C. A. C. Coello, G. B. Lamont, D. A. Van Veldhuizen u. a., *Evolutionary algorithms for solving multi-objective problems*. Springer, 2007, Bd. 5.
- [105] A. Konak, D. W. Coit und A. E. Smith, “Multi-objective optimization using genetic algorithms: A tutorial”, *Reliability Engineering & System Safety*, Jg. 91, Nr. 9, S. 992–1007, 2006.
- [106] Y. Shi, H.-W. Ge und R. D. Reitz, *Computational optimization of internal combustion engines*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [107] H. Spencer, *The Principles of Biology, Volume 1 (of 2)*. Litres, 2018.
- [108] C. Darwin, *On the origin of species, 1859*. Routledge, 2004.
- [109] N. Srinivas und K. Deb, “Multiobjective optimization using nondominated sorting in genetic algorithms”, *Evolutionary Computation*, Jg. 2, Nr. 3, S. 221–248, 1994.
- [110] D. Thévenin und G. Janiga, *Optimization and computational fluid dynamics*. Springer Science & Business Media, 2008.
- [111] G. Janiga, L. Daróczy, P. Berg, D. Thévenin, M. Skalej und O. Beuing, “An automatic CFD-based flow diverter optimization principle for patient-specific intracranial aneurysms”, *Journal of Biomechanics*, Jg. 48, Nr. 14, S. 3846–3852, 2015.
- [112] J. Meyer, L. Daróczy und D. Thévenin, “Optimizing the external geometry of a pickup tube for a Pitot-tube-jet pump”, in *4th International Conference on Engineering Optimization, (Lisbon)*, 2014.
- [113] L. Daróczy, G. Janiga, K. Petrasch, M. Webner und D. Thévenin, “Comparative analysis of turbulence models for the aerodynamic simulation of H-Darrieus rotors”, *Energy*, Jg. 90, S. 680–690, 2015.
- [114] T. Eger, T. Bol, A. R. Thanu, L. Daróczy, G. Janiga, R. Schroth und D. Thévenin, “Application of entropy generation to improve heat transfer of heat sinks in electric machines”, *Entropy*, Jg. 19, Nr. 6, S. 255, 2017.
- [115] J. Meyer, L. Daróczy und D. Thévenin, “Shape Optimization of the Pickup Tube in a Pitot-Tube Jet Pump”, *Journal of Fluids Engineering*, Jg. 139, Nr. 2, S. 021 103, 2017.

- [116] R. Hellmann, P. Jochmann, L. Philippe, K. G. Stapf, E. Schünemann und D. Thévenin, “Design optimization of high-pressure gasoline injectors using Genetic Algorithm coupled with Computational Fluid Dynamics (CFD): exploiting the manufactural design space”, *Proceedings of ICLASS*, 2018.
- [117] E. Kerikous und D. Thévenin, “Optimal shape of thick blades for a hydraulic Savonius turbine”, *Renewable Energy*, Jg. 134, S. 629–638, 2019.
- [118] A. Kufferath, S. Berns, J. Hammer, R. Busch, M. Frank und A. Storch, *EU6 als Herausforderung für die Benzindirekteinspritzung—eine Bewertung zukunftsfähiger Systemansätze*, 749. VDI, 2012, S. 248–270.
- [119] F. Schulz, J. Schmidt, A. Kufferath und W. Samenfink, “Gasoline wall films and spray/wall interaction analyzed by infrared thermography”, *SAE International Journal of Engines*, Jg. 7, Nr. 3, S. 1165–1177, 2014.
- [120] H. Dageförde, A. Kiefer, W. Samenfink, W. Wiese und A. Kufferath, “Requirements for spray and tip design of a multi-hole injector for DISI engines”, *Proceedings of ICLASS*, 2015.
- [121] D. Weber und P. Leick, “Structure and velocity field of individual plumes of flashing gasoline direct injection sprays”, in *ILASS Europe*, 2014, S. 8–10.
- [122] M. Krämer, E. Kull und M. Wensing, “Flashboiling-induced targeting changes in gasoline direct injection sprays”, *International Journal of Engine Research*, Jg. 17, Nr. 1, S. 97–107, 2016.
- [123] F. Schulz und F. Beyrau, “The influence of flash-boiling on spray-targeting and fuel film formation”, *Fuel*, Jg. 208, S. 587–594, 2017.
- [124] P. Leick, M. Schmitt, T. Gawlica, T. Kubis und K. G. Stapf, “The effect of operating parameters on the formation of fuel wall films as a basis for the reduction of engine particulate emissions”, *13th International AVL Symposium on Propulsion Diagnostics*, 2018.
- [125] T. Gawlica, M. Lippisch, W. Samenfink, E. Schünemann und T. Koch, “Untersuchung zum Einfluss des Spray Targetings von Mehrloch-Injektoren für Benzin-Direkteinspritzung auf das Kennfeldverhalten von Spray und Brennverfahren”, in *10. Tagung Diesel-und Benzindirekteinspritzung 2016*, Springer, 2017, S. 325–343.
- [126] T. Gawlica, W. Samenfink, E. Schünemann und T. Koch, “Model-based optimization of multi-hole injector spray targeting for gasoline direct injection”, in *11. Tagung Einspritzung und Kraftstoffe 2018*, Springer, 2019, S. 271–289.
- [127] R. Payri, J. P. Viera, V. Gopalakrishnan und P. G. Szymkowicz, “The effect of nozzle geometry over internal flow and spray formation for three different fuels”, *Fuel*, Jg. 183, S. 20–33, 2016.
- [128] F.-Q. Zhao, J.-H. Yoo, Y. Liu und M.-C. Lai, “Spray dynamics of high pressure fuel injectors for DI gasoline engines”, *SAE Technical Paper*, 1996.
- [129] A. Matsumoto, X. Xie, Y. Zheng, M.-C. Lai und W. Moore, “Direct injection multi-hole spray and mixing characterization of ethanol gasoline blends in engine”, in *ILASS Americas*, 2010.

- [130] N. Mitroglou, J. Nouri, M. Gavaises und C. Arcoumanis, "Spray characteristics of a multi-hole injector for direct-injection gasoline engines", *International Journal of Engine Research*, Jg. 7, Nr. 3, S. 255–270, 2006.
- [131] P.-W. Tu, H. Xu, D. K. Srivastava, K. Dean, D. Jing, L. Cao, A. Weall und J. K. Venus, "Numerical Investigation of GDI Injector Nozzle Geometry on Spray Characteristics", *SAE Technical Paper*, 2015.
- [132] F. Schulz und F. Beyrau, "The effect of operating parameters on the formation of fuel wall films as a basis for the reduction of engine particulate emissions", *Fuel*, Jg. 238, S. 375–384, 2019.
- [133] Q. Xue, M. Battistoni, C. Powell, D. Longman, S. Quan, E. Pomraning, P. Senecal, D. Schmidt und S. Som, "An Eulerian CFD model and X-ray radiography for coupled nozzle flow and spray in internal combustion engines", *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 70, S. 77–88, 2015.
- [134] S. Alfuso, L. Allocca, M. Greco, A. Montanaro und G. Valentino, "Time- and Space Characterization of Multi-hole GDI Sprays for IC Engines by Images Processing and PDA Techniques", *Jets*, Jg. 20, S. 21, 2008.
- [135] T. Knorsch, D. Mamaikin, P. Leick, P. Rogler, J. Wang, Z. Li und M. Wensing, "Comparison of Shadowgraph Imaging, Laser-Doppler Anemometry and X-Ray Imaging for the Analysis of Near Nozzle Velocities of GDI Fuel Injectors", *SAE Technical Paper*, 2017.
- [136] P. Leick, M. Schmitt, T. Kubis, K. Stapf und T. Gawlica, "Impact of flash-boiling on gasoline sprays: from fundamental physical insights to engine-measured PN emissions", in *13th International AVL Symposium on Propulsion Diagnostics*, 2018.
- [137] P. Leick, "Spraykammer-Aufnahmen von zwei unterschiedlichen Zweiloch-Injektoren", Interne Untersuchung, 2017.
- [138] ANSYS, Inc., "ANSYS ICEM CFD Help Manual, Release 18.2", *Ansys CFX Release*, Jg. 18.2, 2017.
- [139] K. Potter, H. Hagen, A. Kerren und P. Dannenmann, "Methods for presenting statistical information: The box plot", *Visualization of Large and Unstructured Data Sets*, Jg. 4, S. 97–106, 2006.
- [140] A. N. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers", in *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, Bd. 30, 1941, S. 299–303.
- [141] P. Leick, "Spraykammer-Aufnahmen von zwei unterschiedlichen Zweiloch-Injektoren", Interne Untersuchung, 2019.
- [142] M. Vujanović, Z. Petranović, W. Edelbauer und N. Duić, "Modelling spray and combustion processes in diesel engine by using the coupled Eulerian–Eulerian and Eulerian–Lagrangian method", *Energy Conversion and Management*, Jg. 125, S. 15–25, 2016.
- [143] E. v. Berg, A. Alajbegovic, D. Greif, A. Poredos, R. Tatschl, E. Winklhofer und L. Ganippa, "Primary break-up model for diesel jets based on locally resolved flow field in the injection hole", *Zaragoza*, Jg. 9, S. 11, 2002.

- [144] T. Blacker, “Automated conformal hexahedral meshing constraints, challenges and opportunities”, *Engineering with Computers*, Jg. 17, Nr. 3, S. 201–210, 2001.
- [145] M. Lausch, “Strömungsbedingungen am Spritzlocheintritt eines Fünfloch-Injektors mit ANSYS CFX”, Interne Untersuchung, 2019.
- [146] M. Lausch, “Anwendung des Segment-Modells mit ANSYS CFX”, Interne Untersuchung, 2015.
- [147] Y. Wang, H.-W. Ge und R. D. Reitz, “Validation of mesh-and timestep-independent spray models for multi-dimensional engine CFD simulation”, *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, Jg. 3, Nr. 1, S. 277–302, 2010.
- [148] K. Almohammadi, D. Ingham, L. Ma und M. Pourkashan, “Computational fluid dynamics (CFD) mesh independency techniques for a straight blade vertical axis wind turbine”, *Energy*, Jg. 58, S. 483–493, 2013.
- [149] B. Kulkarni, *3D CFD Nozzle Flow Simulations of a High Pressure Injector to obtain Mesh Independency and investigate Unsteady Flow Phenomenon*, Masterarbeit, Universität Stuttgart, 2017.
- [150] R. Hellmann, P. Jochmann, K. G. Stapf, E. Schuenemann, L. Daróczy und D. Thévenin, “Towards design optimization of high-pressure gasoline injectors using Genetic Algorithm coupled with Computational Fluid Dynamics (CFD)”, *ILASS Europe*, 2017.
- [151] A. Inselberg und B. Dimsdale, “Parallel coordinates: a tool for visualizing multi-dimensional geometry”, in *Proceedings of the 1st conference on Visualization*, IEEE Computer Society Press, 1990, S. 361–378.
- [152] P. Leick, “Spraykammer-Aufnahmen der vier realisierten Fünfloch-Injektoren”, Interne Untersuchung, 2019.

Liste der Veröffentlichungen über Teilgebiete der Dissertation

Konferenzbeiträge

- **R. Hellmann**, P. Jochmann, K. G. Stapf, E. Schünemann, L. Daróczy und D. Thévenin: „Towards design optimization of high-pressure gasoline injectors using Genetic Algorithm coupled with Computational Fluid Dynamics (CFD)“, *28th ILASS Europe (European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems)*, Valencia, Spanien, 2017.
- **R. Hellmann**, P. Jochmann, P. Leick, K. G. Stapf, E. Schünemann und D. Thévenin: „Design optimization of high-pressure gasoline injectors using Genetic Algorithm coupled with Computational Fluid Dynamics (CFD): exploiting the manufactural design space“, *14th ICLASS (International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems)*, Chicago, Illinois, USA, 2018.
- **R. Hellmann**, P. Jochmann, K. G. Stapf, E. Schünemann und D. Thévenin: A combined inner-nozzle & spray 3D-CFD workflow for the holistic design-optimization of a high-pressure gasoline injector using Genetic Algorithm, *AVL International Simulation Conference 2019*, Graz, Österreich, 2019.

Betreute Masterarbeiten

- B. Kulkarni: „3D CFD investigations of unsteady flow phenomena in a high pressure gasoline injector with focus on mesh sensitivity“, *Masterarbeit*, Universität Stuttgart - Institut für Technische Verbrennung (ITV), 2017.
- M. Botticelli: „Potential of a Hybrid Optimization, combining 3D-CFD and Metamodeling, for the design of a High Pressure Gasoline Injector“, *Masterarbeit*, Hochschule Esslingen, 2018.

