



Masterthesis

**Untersuchung von Strömung und
Wärmeübergang im Kontext von
Vorkammerzündsystemen mithilfe
numerischer Strömungsmechanik**

von

Vincent Rensinghoff

Vincent Rensinghoff

Matr. Nr.: 188725

Hochschule für Technik, Wirtschaft und Medien Offenburg

Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik

Badstrasse 24, 77652 Offenburg, Deutschland

Produktbereich Neue Antriebssysteme

Fraunhofer-Institut für Chemische Technologie ICT

Rintheimer Querallee 2, 76131 Karlsruhe, Deutschland

THIS DOCUMENT IS PROVIDED "AS IS" AND WITHOUT WARRANTY OF ANY KIND, EXPRESS OR IMPLIED, INCLUDING BUT NOT LIMITED TO WARRANTIES, MERCHANTABILITY, FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE, AND NO INFRINGEMENT OF COPYRIGHT, PATENT COPYRIGHTS, PATENTS, TRADEMARKS OR OTHER RIGHTS. IN NO EVENT SHALL THE COPYRIGHT HOLDER BE LIABLE FOR ANY CLAIMS, DAMAGES OR OTHER LIABILITY, INCLUDING ANY GENERAL, SPECIAL, INDIRECT, INCIDENTAL OR CONSEQUENTIAL DAMAGES, WHETHER IN CONTRACT, TORT OR OTHERWISE, ARISING OUT OF THE USE OF OR INABILITY TO USE THE OR INABILITY TO USE THE DOCUMENT AND THE CONTENT OR OTHERWISE DEAL WITH THE THE DOCUMENT.



Namensnennung - Nicht kommerziell - Keine Bearbeitungen | 4.0 International (CC BY-NC-ND 4.0)

Typeset using \LaTeX template hso.cls v1.4 (04/2021)

Copyright © 2015, 2021, Prof. Dr.-Ing. J.Ettrich

Masterthesis

Untersuchung von Strömung und Wärmeübergang im Kontext von Vorkammerzündsystemen mithilfe numerischer Strömungsmechanik

von

Vincent Rensinghoff

Hochschule für Technik, Wirtschaft und Medien Offenburg
Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik

2022

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Peter Treffinger

Betreuender Mitarbeiter

Fraunhofer ICT:

M. Sc. Paul Rothe

Bearbeitungszeitraum:

06/2022 – 11/2022

Tag der mündlichen Prüfung:

30. November 2022

Erklärung der Urheberschaft

Hiermit versichere ich eidesstattlich, dass die vorliegende Master-Thesis von mir selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt worden ist, insbesondere, dass ich alle Stellen, die wörtlich oder annähernd wörtlich oder dem Gedanken nach aus Veröffentlichungen, unveröffentlichten Unterlagen und Gesprächen entnommen worden sind, als solche an den entsprechenden Stellen innerhalb der Arbeit durch Zitate kenntlich gemacht habe, wobei in den Zitaten jeweils der Umfang der entnommenen Originalzitate kenntlich gemacht wurde. Ich bin mir bewusst, dass eine falsche Versicherung rechtliche Folgen haben wird.

Karlsruhe, den 25. November 2022

Vincent Rensinghoff

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen meinen Dank aussprechen, die mich bei der Ausarbeitung dieser Arbeit und meinem Studium unterstützt und motiviert haben.

Besonderer Dank gilt Paul Rothe, der mich bei meiner Masterarbeit am Fraunhofer ICT betreut hat und mir stets Antworten, Anregungen und Kritik geben konnte.

Ebenso möchte ich mich bei Prof. Peter Treffinger für die Betreuung seitens der Hochschule und bei Prof. Mouldi Chrigui für die Lösungssuche bei Problemen mit Ansys bedanken.

Ich bedanke mich bei meinen Eltern, die mir mein Studium durch ihre Unterstützung ermöglicht haben.

Vincent Rensinghoff
Karlsruhe, den 25. November 2022

Kurzdarstellung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der simulativen Untersuchung von Strömung und Wärmeübergang im Kontext von Vorkammerzündsystemen. Dies geschieht im Rahmen der Entwicklung eines Gasmotors mit gasgespülter Vorkammer. Entscheidende Größen für die Strömung und Arbeitsweise in einer Vorkammerzündkerze sind die Geometrie und Anordnung der Überströmbohrungen, das Vorkammervolumen und die Form der Vorkammer. Die Betrachtung wird dafür aufgeteilt in die Themen Spaltströmungen, Wärmeübergang und drallbehaftete Strömungen. Diese werden zunächst isoliert betrachtet und letztendlich in einem Anwendungsfall zusammengeführt. Für die Betrachtung von Spaltströmungen werden unterschiedliche Platten mit Bohrlöchern zu verschiedenen Drücken, Durchmessern und Plattenstärken durchströmt und der Wärmeübergang und der Drall werden mithilfe einer durch Leitbleche gelenkte Strömung in einem beheizten Rohr untersucht. Die Zusammenführung der Themen wird anhand einer Anströmvorrichtung für Brenngase auf Motorzylinder durchgeführt. Dabei erreichen die Gase hohe Temperaturen und aufgrund von hohen Drücken und Spaltströmungen große Geschwindigkeiten.

Für die Simulation werden die Programme Ansys Fluent und Ansys Forte verwendet. Während ersteres primär für die Simulation von Strömungen verwendet wird, ist Forte speziell aufgebaut, um in Verbrennungsmotoren neben der Berechnung der Strömung auch die Einspritzung von Kraftstoff, die Verbrennung dessen und die resultierenden Schadstoffe zu berechnen. Da die Ergebnisse aus Forte eine große Gewichtung in der Beurteilung der Entwicklungsarbeit des Gasmotors hat, muss Forte selbst validiert werden. Dies wird durchgeführt anhand der angesprochenen Teilthemen und verglichen mit Messungen aus der Literatur und Simulationsergebnissen in Fluent.

Abstract

This work deals with the simulative investigation of flow and heat transfer in the context of prechamber ignition systems. This is done in the context of the development of a gas engine with a fueled prechamber. Decisive variables for the flow and operation in a prechamber spark plug are the geometry and arrangement of the prechamber orifices, the prechamber volume and the shape of the prechamber. For this purpose, the analysis is divided into the topics of orifice flow, heat transfer and swirling flows. These are initially considered separately and finally combined in a single application case. For the consideration of orifice flow, different plates with holes are flowed through at different pressures, orifice diameters and plate thicknesses. Heat transfer and swirl are studied using flow directed by vanes in a heated pipe. The topics are brought together using an inflow device for fuel gases on engine cylinders. The gases reach high temperatures and high velocities due to high pressures and flow through small gaps.

For the simulation the tools Ansys Fluent and Ansys Forte are used. While the former is primarily used for simulating flows, Forte is specially designed to calculate fuel injection, combustion and the resulting emissions in internal combustion engines in addition to calculating the flow. Since the results from Forte have a great weighting in the evaluation of the development work of the gas engine, Forte itself must be validated. This will be done on the basis of the subtopics addressed and compared with measurements from the literature and the results in Fluent.

Inhaltsverzeichnis

Kurzdarstellung	vi
Abstract	vii
Abbildungsverzeichnis	x
Symbolverzeichnis	xii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	2
1.2 Problemstellung	3
1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit	3
2 Stand der Wissenschaft	5
2.1 Vorkammerzündsysteme	5
2.2 Grundlagen der Strömungsmechanik	7
2.2.1 Grundgleichungen	8
2.2.2 Strömungsmodellierung	10
2.2.3 Grenzschichtströmungen	12
2.3 Wärmeübertragung	14
2.3.1 Wärmeübergangsmodelle im Kontext von Verbrennungsmotoren . .	15
2.3.2 Wandwärmeübergangsmodell von Ansys Forte	15
2.4 Grundlagen der Gasdynamik	19
2.4.1 Strömung durch Bohrungen	19
2.4.2 Lavaldüse und Verdichtungsstöße	23
2.5 Drallbehaftete Strömungen	24
3 Validierung	27
3.1 Strömung durch Bohrungen	27
3.1.1 Veröffentlichung 1: Kayser & Shambaugh	28
3.1.2 Veröffentlichung 2: Hay & Lampard	32
3.2 Wärmeübergang und Drall	34
3.2.1 Veröffentlichung 3: Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad	34

3.2.2	Simulationsergebnisse	38
4	Ergebnisse und Diskussion	44
4.1	Betrachtung der Strömungsbilder durch Bohrungen	44
4.1.1	Einfluss des Drucks	44
4.1.2	Einfluss des Länge zu Durchmesser Verhältnis	45
4.2	Anströmadapter	48
5	Zusammenfassung & Ausblick	53
A	Verwendete Mittel	55
	Literatur	56

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gasgespülte Vorkammer nach Roethlisberger und Favrat (2003a) und Schnetgöke (2021)	6
2.2	Arbeitsprinzip einer gasgespülten VK (rot: Restgas, grün: Kraftstoff, blau: Frischluft) nach Schnetgöke (2021) und Getzlaff u. a. (2007)	6
2.3	Grenzschicht in halblogarithmischer Darstellung, nach Decan u. a. (2017) und Ansys (2022)	12
2.4	Verhältnis der dimensionslosen Viskosität zur turbulenten Prandtl Zahl über dem dimensionslosen Wandabstand nach Han und Rolf D. Reitz (1997) . .	17
2.5	Ideale Düse nach Kayser und Shambaugh (1991)	21
2.6	Lavaldüse nach Zucker und Biblarz (2019)	23
2.7	Ausbildung von Machschen Knoten nach Zucker und Biblarz (2019)	24
2.8	Größen zur Berechnung der Swirl Zahl	26
3.1	Platten S1 und S7 mit Bohrungen nach Kayser und Shambaugh (1991) . . .	28
3.2	Validierung der Bohrströmung	30
3.3	Druckverlustbeiwerte der Platte S7 berechnet mit Forte und Fluent und Vergleich mit Kayser und Shambaugh (1991) und Grace und Lapple (1951) . .	31
3.4	Bohrung mit unterschiedlichen Länge zu Durchmesser Verhältnissen und geweiteter Ausströmung nach Hay und Lampard (1995)	32
3.5	Druckverlustbeiwert und entdimensionalisierter Massenstrom (Flow Function) für $L/d = 1$ von Hay und Lampard (1995)	33
3.6	Alle Simulationsergebnisse des Druckverlustbeiwerts für $L/d = 1$ und $L/d = 2$ im Vergleich mit den Messungen von Hay und Lampard (1995) und Benmansour (1981)	34
3.7	Swirler Geometrie und Skizzendarstellung der Gesamtsimulation	35
3.8	Festlegung der Wandtemperatur an den roten Koordinaten	37
3.9	Berechnung der Tangentialgeschwindigkeit	38
3.10	Nußelt Zahl für Rohr ohne Swirler für eine globale Netzgröße von 0.5 cm (rot) und 0.35 cm (blau)	39
3.11	Nußelt Zahl und mittlere Fluidtemperatur verschiedener Simulationen über dem dimensionslosen Heizrohrort	40

3.12	Entwicklung der Swirl Zahl für aus der Simulation von (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010) und der Forte Simulationen No_1_9_1, No_1_7_2, No_1_7_1 und No_1_6_1	41
3.13	Entwicklung der Nußelt Zahl für No_1_10_1 und No_1_10_2 und den Angaben von (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010)	42
3.14	Auswertung der Nußelt-Zahl, der mittleren Temperatur und der Swirl-Zahl aus der Simulation mit Fluent für zwei Netzen	43
4.1	Darstellung der Mach-Zahlen bei unterschiedlichen Druckverhältnissen bei $p_{\text{Kammer}} = 97.1 \text{ kPa}$ der Platte S7 von Kayser und Shambaugh (1991). Mit $Ma_{\text{max}} = 2.089$. Berechnet mit Fluent	45
4.2	Geschwindigkeitsbild bei unterschiedlichen Längen und identischen Druckverhältnissen bei $p_{\text{Kammer}} = 97.1 \text{ kPa}$, $p_{\text{Umgebung}} = 182.8 \text{ kPa}$, Rot entspricht $Ma_{\text{max}} = 1.616$ und $d = 1.125 \text{ mm}$ bei allen. Berechnet mit Fluent	46
4.3	Kritische Druckverlustbeiwerte von Bohrungen in Abhängigkeit des Länge zu Durchmesser Verhältnis L/d bei $d = 1.125 \text{ mm}$. Berechnet mit Fluent. . .	47
4.4	Darstellung des Adapters	48
4.5	Querschnitt des Anströmadapters zur Visualisierung der Einströmspalte, Orange = Querschnittsfläche	49
4.6	Vergleich der Lösung von Forte und Fluent bei $p_{\text{ein}} = 6 \text{ bar}$ und $p_{\text{aus}} = 1 \text{ bar}$	50
4.7	Darstellung der Mach-Zahl im Anströmadapter für $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 2$ (oben links), $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 3$ (oben rechts) und $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 6$	51
4.8	Darstellung der Temperatur im Anströmadapter für $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 2$ (oben links), $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 3$ (oben rechts) und $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 6$	52

Symbolverzeichnis

Abkürzungen

VK	Vorkammer
HBR	Hauptbrennraum
L/d	Längen zu Durchmesser Verhältnis
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung, Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
LES	Large-Eddie-Simulations
DNS	Direkte Numerische Simulation

Ähnlichkeitskennzahl

Ma	Mach-Zahl
Nu	Nußelt-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sc	Schmidt-Zahl
S	Swirl-Zahl

Griechische Zeichen

α	Wärmeübergangskoeffizient
β	Querschnittssprungverhältnis
κ	Isentropenexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit
μ	Dynamische Viskosität
ν	Kinematische Viskosität
ω	Winkelgeschwindigkeit

ρ	Dichte
τ	Spannungstensor

Lateinische Zeichen

A	Fläche
C_d	Druckverlustbeiwert, Coefficient of Discharge
D	Diffusivität
d, D	Durchmesser
G	mittlere chemische Wärmeabgabe
J	Wärmestromdichte
K	Koordinate
l	Länge
m	Masse
p	Druck
Q	Wärme
R	universelle Gaskonstante
r, R	Radius
R_s	spezifische Gaskonstante
t	Zeit
T	Temperatur
v	Geschwindigkeit
V	Volumen

Subskripte

a	ambient, Umgebung
a	axial
i	Innen, inner
o	Außen, outer
t	total, turbulent, tangential
x, y, z	Raumrichtungen

Kapitel 1

Einleitung

Eine der zentralen Aufgaben der Menschheit im 21. Jahrhundert ist das Eingrenzen bzw. Stoppen des menschengemachten Klimawandels. Das Intergovernmental Panel on Climate Change, kurz IPCC, ist ein zwischenstaatlicher und weltweiter Ausschuss von 195 Regierungen, der regelmäßig wissenschaftliche Berichte bezüglich des Klimawandels veröffentlicht. In der neusten Veröffentlichung werden die Auswirkungen des Klimawandels auf die Menschheit und Ökosysteme mit ihrer Biodiversität besprochen. Es werden Prognosen zu Risiken gegeben, die je nach Anstieg der globalen Oberflächentemperatur auf die Welt und dessen Bewohner zukommen werden. So wird mit mittlerer Sicherheit in Europa neben steigender Belastung und Mortalität von Menschen auch der Pflanzenanbau aufgrund von erhöhten Temperaturen und Hitzeextrema leiden. Europäische Ökosysteme an Land und im Wasser werden beeinträchtigt und Wasserknappheiten verschiedener verbundener Sektoren auftreten. Dabei kommt es auch schon bei einem Anstieg der Temperatur unter 1 °C zu Einschränkungen der Essensproduktion in Afrika, zum Verlust von Korallenriffen in Australien, zu einer Verschlechterung des Meereis Ökosystems in der Arktis, zu einem Verlust der Biodiversität in Frischwassergebieten, zur Häufung von Waldbränden und zu einem Anstieg von Krankheiten. Dabei sind die am stärksten betroffenen Gebiete in Afrika, Asien und kleinere Inseln (IPCC, 2022).

Die Mitgliedstaaten der Vereinten Nationen haben, neben der 2 °C Erwärmungsgrenze aus dem Übereinkommen von Paris, dafür die Agenda 2030 aufgestellt. Dort sind 17 Ziele für nachhaltige Entwicklung der Welt festgelegt. Nummer 7 betrifft den Ausbau der erneuerbaren Energien und Nummer 13 sind Maßnahmen zum Klimaschutz (BMZ, 2022). Die EU bestrebt mit dem EU-Klimagesetz eine Klimaneutralität bis 2050 mit dem Zwischenziel einer CO₂-Reduktion um mindestens 55 % bis 2030 gegenüber dem Stand aus dem Jahr 1990 (Europäisches Parlament, 2021). In Deutschland steigt der Anteil der erneuerbaren Energien am Bruttoendenergieverbrauch stetig an und konnte sich von 6.2 % im Jahr 2004 auf 19.7 % im Jahr 2021 erhöhen (BMWK, 2022). Dies ist eine positive Entwicklung, jedoch ist das Erreichen der Klimaziele immer noch eine große Herausforderung und Chance für erneuerbare Technologien.

Der Temperaturanstieg auf der Erde korreliert mit der Konzentration von CO₂ und anderer Gase in der Atmosphäre, wobei das Kohlenstoffdioxid den Großteil ausmacht. Diese sind in den Abgasen von konventionellen Antriebssystemen und der Erzeugung von Strom aus fossilen Brennstoffen vorhanden (Zahoransky, 2015). Klimaverträgliche Veränderungen in der Mobilität und Energieerzeugung können einen großen positiven Beitrag an der Entwicklung einer nachhaltigeren Zukunft leisten (IPCC, 2022). Dies zeigt sich daran, dass 2019 der Straßenverkehr für 26 % aller Kohlendioxid Emissionen in der EU verantwortlich war, wobei der Anteil am Gesamtausstoß seit 1990 sogar angestiegen ist (Statistisches Bundesamt, 2022). In Deutschland kamen 2021 lediglich 6.8 % des Endenergieverbrauchs im Verkehr aus erneuerbaren Energien (BMWK, 2022). Somit ist Handlungsbedarf in diesem Feld unabdinglich. Zur Senkung der Schadstoffmenge im Verkehr haben sich im Laufe der letzten Jahrzehnte verschiedene Möglichkeiten entwickelt. So gibt es neben der konventionellen Verbrennung von fossilen Energieträgern alternative Antriebstechnologien wie der Einsatz von elektrischen Batterien, Brennstoffzellen, Wasserstoff, Methan, Butan oder Propan (Pöppel-Decker u. a., 2021). Seit einigen Jahren sind diese Technologien teilweise serienreif, sodass nachdem im Jahr 2018 nur 5.3 % aller neuen KFZ einen alternativen Antrieb hatten, schon im Jahr 2022 (Januar bis September) fast 850000 KFZ mit alternativem Antrieb in Deutschland neu zugelassen wurden. Dies entspricht einem Anteil von 45.3 % an allen Fahrzeugzulassungen. Davon wurden 57.7 % den Elektro-Antrieben (Batterieelektrisch, Brennstoffzelle, Plug-in-Hybrid) und 40.7 % weiteren Hybridfahrzeugen (Benzin-Hybrid, Diesel-Hybrid) zugeschrieben. Die restlichen 1.6 % sind Gasfahrzeuge (Kraftfahrt Bundesamt, 2022). Gasfahrzeuge fahren entweder mit komprimiertem Erdgas (CNG) oder mit flüssigem Autogas (LNG), wobei beides fast vollständig aus Methan besteht (Pöppel-Decker u. a., 2021).

1.1 Motivation

Die Senkung des Ausstoßes von CO₂ muss so schnell wie möglich erfolgen, um den Klimawandel aufzuhalten. Dies gelingt nur durch die parallele Entwicklung verschiedener Technologien, sodass diese deren Nachteile gegenseitig kompensieren zu können. Durch den starken Ausbau an erneuerbaren Energien kommt es immer häufiger zu Stromüberschüssen, welche dann intelligent genutzt und gespeichert werden müssen. Ein Mittel dafür ist die Methanisierung des EE-Stroms. Um auch den Verkehrssektor hin zur Klimaneutralität zu transformieren, kann das synthetische Methan aus erneuerbarem Strom dort genutzt werden.

Der Vorteil von Methan ist, dass es synthetisch mit dem Power-to-Gas-Prozess hergestellt und dann in die schon vorhandene Infrastruktur geleitet werden kann. Wird dafür erneuerbarer Strom verwendet, so handelt es sich dann um EE-Methan (Scherrer und Burghard, 2020). Da Methan von allen kohlenstoffhaltigen Kraftstoffen das günstigste Kohlenstoff zu

Wasserstoff Verhältnis aufweist können die CO₂-Emissionen direkt um bis über 20 % verringert werden (Flierl u. a., 2011). Mithilfe der Entwicklung eines Mager-Brennverfahren mit Vorkammerzündsystem können Emissionen weiter reduziert und die Effizienz erhöht werden (Latsch, 1984).

1.2 Problemstellung

Für die Entwicklung werden die Programme der numerischen Strömungsmechanik Forte und Fluent des Unternehmens Ansys verwendet. Während Fluent allgemeine Strömungssimulation schnell und einsteigerfreundlich durchführen kann, ist Forte spezialisiert auf die Simulationen von Motoren. Dabei werden Strömungen, Gasphasen- und die Oberflächenchemie modelliert. Zusätzlich werden Emissionen, Kraftstoffeffekte und Ruß berücksichtigt. Um sicherzustellen, dass die Entwicklung am Computer tatsächlich die Realität abbildet, sind Validierungsrechnungen für Strömung und Wärmeübergang durchzuführen. Besonders bei Vorkammerzündsystemen werden sehr kleine Geometrien verwendet, sodass es zu hohen Geschwindigkeiten, Temperaturen und Gradienten in der turbulenten Strömung kommt. Zusätzlich beeinflusst die Strömung innerhalb der Vorkammer immens die Verbrennung und Emissionen des Motors.

1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Das Ziel der Arbeit ist eine Bewertung der Simulationsergebnisse von Strömung und Wärmeübergang im Kontext der Vorkammer eines gasgespülten Vorkammerzündsystems. Dafür wird die Betrachtung aufgeteilt in die Simulation von Strömungen durch Bohrungen und die Erzeugung von drallbehafteten Strömungen mit Wärmeübergang. Dabei sollen unterschiedliche Strömungsprofile erzeugt und analysiert werden. Durchgeführt werden die Berechnungen mithilfe der Simulationssoftware Ansys Forte und Fluent von Ansys. Des Weiteren sollen diese grundlegenden Simulationen tiefgehend untersucht werden, sodass ein Grundstein für folgende Simulationen gelegt wird.

Im folgenden Kapitel dieser Arbeit wird auf den Stand der Wissenschaft und Technik von Vorkammerzündsystemen eingegangen. Die in Ansys Forte verwendeten Strömungs- und Wärmeübergangsmodelle werden daraufhin beleuchtet und Grundlagen der Gasdynamik in Bezug auf Spaltströmungen, Überschallströmungen und drallbehaftete Strömungen aufgegriffen. Im dritten Kapitel werden Simulationsergebnisse validiert und beurteilt und im vierten Kapitel zusätzlich erzeugte Ergebnisse weiterer Betrachtungen von Strömungen durch

Bohrungen, des Dralls und anhand der Anwendung eines Zuströmadapters diskutiert. Im letzten Kapitel wird eine Zusammenfassung und ein Ausblick gegeben.

Kapitel 2

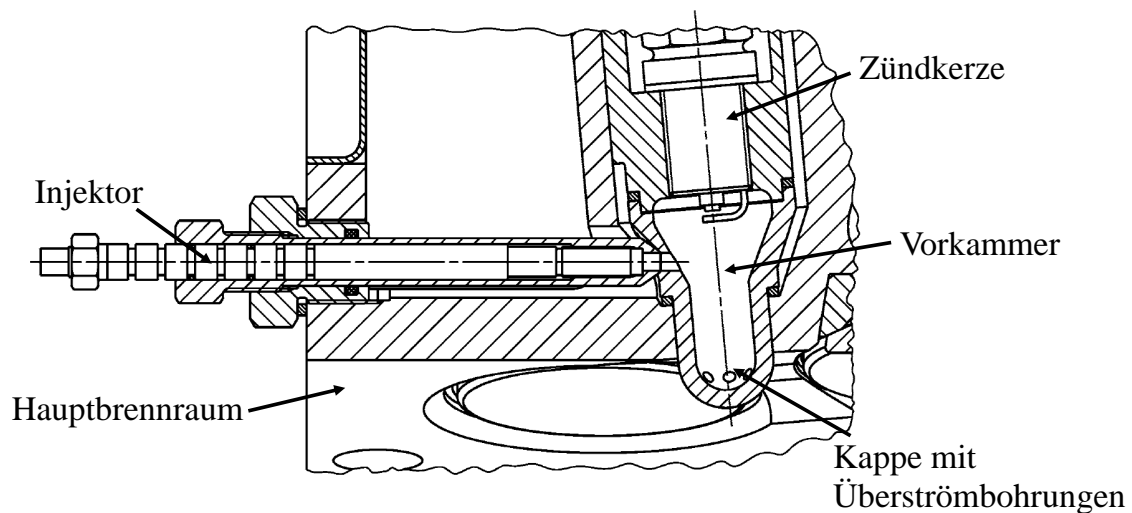
Stand der Wissenschaft

2.1 Vorkammerzündsysteme

Die Aufgabe von Zündsystemen ist, das komprimierte Kraftstoff-Luft-Gemisch in fremd-gezündeten Verbrennungskraftmaschinen (Ottomotoren) durch eine elektrische Ladung zu entzünden und somit das gesamte Gemisch zu verbrennen. Dabei muss der Prozess bei allen Betriebszuständen des Motors reproduzierbar sein (Basshuysen und Schäfer, 2015). Das Ziel ist immer, den eingesetzten Brennstoff optimal zu nutzen, hohe Wirkungsgrade und niedrige Emissionen zu erreichen (Boretti und Watson, 2009).

Ein Typ der Zündsysteme ist das Vorkammerzündsystem. Dort wird der Brennraum in die zwei Bereiche Hauptbrennraum (HBR) und Vorkammer (VK) unterteilt, wobei die VK deutlich kleiner ist als das Kompressionsvolumen des HBRs. In der VK wird konventionell mittels Zündfunken das Luft-Brennstoff-Gemisch entfacht, sodass durch das Druckgefälle Fackelstrahlen aus der VK durch kleine Bohrungen in den HBR treten und dort für eine großvolumige Entflammung sorgen (Basshuysen, 2015; Kettner u. a., 2003). Eingesetzt wird diese Technik bereits in mittelgroßen und großen stationären Gasmotoren ab einer Zylinderbohrung von ca. 200 mm, wie in denen von gasbetriebenen Blockheizkraftwerken, um hocheffizient die Energie des Brennstoffes in elektrische und thermische Energie umzuwandeln. Der Einsatz in Lkw-Motoren hat ebenso Potenzial (Basshuysen, 2015; Merker u. a., 2012; Kammerstätter, 2012).

Für die Vorkammerzündsysteme ist eine weitere Eingliederung möglich. Wird lediglich das Brenngemisch aus dem HBR durch den Verdichtungstakt in die VK gedrückt und dort gezündet, handelt es sich um eine sogenannte passive oder ungespülte VK. Bei einer gemischgespülten VK wird zusätzlich noch Gemisch in die VK eingeblasen, sodass es in der VK zu einer fast stöchiometrischen Verbrennung kommt. Und bei einer aktiven bzw. gasgespülten VK (siehe Abbildung 2.1) wird auch in der VK Brennstoff direkt eingespritzt, was dazu führt, dass dort lokal ein fettes Gemisch vorliegt (Basshuysen, 2015; Gombosuren, Yoshifumi und Hiroyuki, 2020; Malin, 2012).



Die Geometrie (Durchmesser, Länge, Form, Anzahl, Lage und Orientierung) der Vorkammerbohrungen hat sowohl einen Einfluss auf die Verbrennung im HBR und damit Wirkungsgrad und Emissionen, als auch auf die Strömung im inneren der VK. Werden die Bohrungen so gesetzt, dass es innerhalb der VK zu einer um die Längsachse rotierenden Störung kommt, erhöht dies die kinetische Energie der Turbulenz und sorgt damit für eine schnellere Gemischbildung und eine größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Verbrennung (Müller u. a., 2018). In einer Untersuchung von Schumacher, Russwurm und Wensing (2018) gelangen die besten Ergebnisse bei einem Vorkammervolumen von ca. 2.5 % des Kompressionsvolumen und einem Durchmesser von 1.0 mm und einer Länge von 1.9 mm der Überströmbohrungen. Längere und kleinere Bohrungen sorgten für einen größeren Zündverzug zwischen VK und HBR.

Werden die Bohrungen so angeordnet, dass sie innerhalb der VK gegenüber stehen, kommt es zu einem mageren, aber turbulenten Gemisch um die Zündkerze. Liegen die Bohrungen versetzt gegenüber, strömt das Fluid an den Vorkammerwänden zu der Zündkerze und sorgen für eine hohe Kraftstoffkonzentration in der Nähe der Zündkerze bei geringer Turbulenzintensität (Bolla u. a., 2019).

Für den Prototyp von Leng u. a. (2018) ist die optimale Anzahl der Überströmbohrungen sechs. Bei konstanter Überströmfläche sorgt eine erhöhte Anzahl an Überströmbohrungen für eine unzureichende radiale Flammausbreitung im HBR. In ihrem Fall war der optimale Bohrdurchmesser 2 mm. Bei größeren Durchmessern verkürzen sich die Fackelstrahlen in den HBR, sodass die Verbrennung langsamer abläuft.

Röthlisberger sagt in seinen Veröffentlichungen aus, dass es bei einer Verringerung der Überströmfläche zu einer Intensivierung der Vorkammerverbrennung kommt. Bei kleinen Bohrungsdurchmessern kommt es aufgrund der hohen Turbulenz in der VK zu Zündaussetzern und bei größeren Bohrungsdurchmessern zu weniger intensiveren Zündfackeln in den HBR (Roethlisberger und Favrat, 2003a; Röthlisberger, 2001; Heinz, 2011).

Shah, Tunestal und Johansson (2015) haben VKn mit einem Volumen von 1.4 % bis 3.7 % des Kompressionsvolumen mit unterschiedlichen Querschnittsflächen der Bohrungen untersucht.

2.2 Grundlagen der Strömungsmechanik

Innerhalb von Verbrennungsmotoren kommen turbulente, mehrphasige und reaktive Strömungen vor, welche mit den Navier-Stokes-Gleichungen berechnet werden können. Sie setzen sich zusammen aus drei Impulsgleichungen (in die drei Raumrichtungen), der Kontinuitätsgleichung für die Masse und der Energietransportgleichung (Ansys, 2021a). Turbulente Strömungen lassen sich ohne ein Turbulenzmodell mit einer direkten numerischen Si-

mulation (DNS) berechnen. Dafür muss jedoch die räumliche und zeitliche Auflösung so hoch sein, dass selbst kleinste Wirbel und Strukturen aufgelöst werden. Da dies nur für wenige Spezialfälle möglich ist, muss im Allgemeinen ein Turbulenzmodell verwendet werden (Laurien und Oertel jr, 2013). Die bekanntesten und meistgenutzten Turbulenzmodelle sind die RANS-Formulierungen (Reynolds-gemittelten-Navier-Stokes-Gleichungen) und LES-Modelle (Grobstruktursimulationen). Bei ersteren werden alle Instationaritäten gemittelt, sodass weitere Terme gefunden werden müssen, um die Strömung berechnen zu können. Bei LES-Modellen wird genutzt, dass großskaligen Bewegungen viel energiereicher als kleinskalige Bewegungen sind. Deshalb werden große Strukturen per DNS genau berechnet und kleine Strukturen modelliert (Laurien und Oertel jr, 2013; Ferziger, Perić und Street, 2008).

Im Rahmen dieser Arbeit werden numerische Berechnungen von Strömungen mit den Programmen Forte und Fluent der Firma Ansys durchgeführt, wobei das für die Motorentwicklung entscheidende Programm Forte ist und deshalb im Folgenden sich auf die Formulierungen von Forte konzentriert wird.

In diesem Kapitel werden verschiedene Operatoren verwendet. Ein Vektor wird dick gedruckt dargestellt (z. B. $\tilde{\mathbf{u}}$). Ein Überstrich signalisiert den Mittelwert der Größe, eine Tilde über der Größe zeigt den Ensemblemittelwert an. Dieser entspricht dem Dichte gewichtetem Mittelwert (so gilt beispielsweise $\tilde{u} = \overline{\rho u} / \bar{\rho}$). \mathbf{u}'' entspricht dem fluktuierenden Anteil von \mathbf{u} und erfüllt $\overline{\rho \mathbf{u}''} = 0$. Der Vektor lässt sich somit zusammensetzen als $\mathbf{u} = \tilde{\mathbf{u}} + \mathbf{u}''$ (Ansys, 2021a).

2.2.1 Grundgleichungen

Für die Umsetzung in Forte werden die folgenden Formulierungen der genannten Gleichungen angesetzt (Ansys, 2021a).

Das verwendete Fluid wird als Zusammensetzung seiner einzelnen Komponenten modelliert, wobei sich diese Zusammensetzung durch Konvektion, Diffusion, turbulenten Transport, Interaktionen mit der Einspritzung und der Verbrennung ändern kann. Die Kontinuitätsgleichung für die Massen der einzelnen Komponenten k des Fluids lautet

$$\frac{\partial \bar{\rho}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}}) = \nabla \cdot [\bar{\rho} D \nabla \bar{y}_k] + \nabla \cdot \Phi + \dot{\bar{\rho}}_k^c + \dot{\bar{\rho}}_k^s \quad (2.1)$$

mit der Dichte ρ , dem Geschwindigkeitsvektor \mathbf{u} , dem Massenanteil der jeweiligen Komponente $y_k = \rho_k / \rho$ und dem gemischgemittelten molekularen Diffusionskoeffizienten D . Dabei berücksichtigt $\Phi = \bar{\rho}_k \tilde{\mathbf{u}} - \bar{\rho}_k \mathbf{u}$ die Ensemblemittelung und die Filterung des Konvektionsterm und muss modelliert werden. Hinzu kommen die Quellterme $\dot{\bar{\rho}}_k^c$ aufgrund chemischer Reaktionen und $\dot{\bar{\rho}}_k^s$ aufgrund der Sprühverdampfung.

Die Kontinuitätsgleichung für das gesamte Fluid ergibt sich aus der Summe der Komponenten zu

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}) = \dot{\bar{\rho}}^s. \quad (2.2)$$

Die Impulserhaltungsgleichung, die Effekte durch Konvektion, Druckkräfte, viskose Spannungen, turbulenten Transport und Körperkräfte berücksichtigt, lautet

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{u}}) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \bar{\rho} \mathbf{g} + \bar{\mathbf{F}}^s \quad (2.3)$$

mit dem Druck p , die Zunahme des Impulses pro Volumeneinheit durch den Spray $\bar{\mathbf{F}}^s$, den Körperkräften \mathbf{g} und der viskosen Schubspannung $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ definiert durch

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \bar{\rho} \nu \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \right] \quad (2.4)$$

mit der laminaren kinematischen Viskosität ν und dem Einheitstensor \mathbf{I} .

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik muss die Änderung der inneren Energie gleich der Druckarbeit und der Wärmeübertragung sein. Im Kontext von Verbrennungsmotoren sollten die Auswirkungen von Konvektion, turbulentem Transport, turbulenter Dissipation, Sprays, chemischen Reaktionen und Enthalpie Diffusion einer Mehrkomponentenströmung ebenfalls berücksichtigt werden. Dies lässt sich mit der Energieerhaltungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{I}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{I}) = -\bar{p} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} - \nabla \cdot \bar{\mathbf{J}} - \nabla \cdot \mathbf{H} + \bar{p} \tilde{\varepsilon} + \dot{\bar{Q}}^C + \dot{\bar{Q}}^S - \dot{\bar{Q}}_{\text{rad}} \quad (2.5)$$

ausdrücken. Mit der spezifischen inneren Energie I , dem Wärmestromdichtevektor \mathbf{J} der Effekte der Wärmeleitung und Enthalpiediffusion berücksichtigt

$$\bar{\mathbf{J}} = -\lambda \nabla \bar{T} - \bar{\rho} D \sum_k \tilde{h}_k \nabla \bar{y}_k \quad (2.6)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit $\lambda = \bar{\rho} c_p \alpha$ (aus Dichte, Wärmekapazität und Temperaturleitfähigkeit), der Fluidtemperatur T und der spezifischen Enthalpie h_k von Komponente k . Die Dissipationsrate ε der turbulenten kinetischen Energie wird im Turbulenzmodell definiert. $\dot{\bar{Q}}^C$ und $\dot{\bar{Q}}^S$ sind die Quellterme der Wärme aus chemischen Reaktionen und aus dem Spray. Der Term \mathbf{H} zur Berücksichtigung der Effekte der Ensemblemittelung oder Filterung des Konvektionsterms wird berechnet durch

$$\mathbf{H} = \bar{\rho} (\tilde{u} \tilde{I} - \tilde{u} \tilde{I}) \quad (2.7)$$

und muss ebenso korrekt modelliert werden. Negativ spielt der Strahlungswärmeverlust $\dot{\bar{Q}}_{rad}$ mit hinein.

Die oben genannte Enthalpiediffusion entsteht durch die unterschiedlichen spezifischen Enthalpien der verschiedenen Komponenten des eingesetzten Mediums. Der Term verhindert lokale Verstöße gegen die Entropiebedingung in Strömungen, in denen signifikante Vermischung zwischen Komponenten mit unterschiedlichem Molekulargewicht auftritt. Bei Simulationen von nicht vorgemischter Verbrennung kann das Weglassen des Enthalpieflusses zu anomalen Temperatur Gradienten führen, die dazu führen können, dass die Mischungsgebiete die Zündbedingungen überschreiten. Andererseits können Navier-Stokes-Löser, die Enthalpiediffusion einbeziehen, viel genauere Ergebnisse liefern (Cook, 2009).

2.2.2 Strömungsmodellierung

Um die restlichen unbestimmten Größen berechnen zu können und das Schließungsproblem lösen zu können werden die noch unbestimmten Größen mittels Turbulenzmodellen bestimmt. Ansys Forte bietet für die Berechnung vier Turbulenz Modelle an. Dabei sind zwei RANS-Modelle und zwei LES-Modelle. Die beiden RANS Modelle sind ein Standard $k - \varepsilon$ und ein Re-Normalisation Group (RNG) $k - \varepsilon$ Modell. Bei den LES Modellen handelt es sich um ein Smagorinsky Modell und ein Dynamic Structure Modell. Im Rahmen dieser Arbeit wird das in Forte das RANS RNG $k - \varepsilon$ Modell und in Fluent das RANS $k - \omega$ SST Modell verwendet.

Für die Strömungsmodellierung werden zunächst die Strömungskomponenten in ihre gemittelten und fluktuierenden Größen $u = \tilde{u} + u''$ (Reynolds-Mittelung, Favre-Mittelung), mit dem gewichteten Mittel $\tilde{u} = \overline{\rho u} / \bar{\rho}$ und der Beziehung $\overline{\rho u''} = 0$, aufgeteilt. Für das RANS-Modell in Forte wird zunächst der Reynolds Spannungstensor

$$\tau = -\bar{\rho} \nu_t \left[\nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k} \mathbf{I} \quad (2.8)$$

mit der turbulenten kinematischen Viskosität ν_t und der kinetischen Energie der Turbulenz \tilde{k} benötigt (Ansys, 2021a). \tilde{k} ist definiert durch

$$\tilde{k} = \frac{1}{2\bar{\rho}} \text{Spur}(\tau) = \frac{1}{2} (\mathbf{u}'' \cdot \mathbf{u}''). \quad (2.9)$$

Die turbulenten Viskosität ν_t , die Dissipationsrate ε und \tilde{k} stehen in Verbindung durch

$$\nu_t = c_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\varepsilon} \quad (2.10)$$

mit der Konstante c_μ je nach gewähltem Turbulenzmodell. Der Term Φ in der Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.1) wird modelliert als

$$\Phi = \bar{\rho} D_t \nabla \bar{y}_k \quad (2.11)$$

mit der turbulenten Diffusivität D_t . Der Term \mathbf{H} in der Energiegleichung wird modelliert als

$$\mathbf{H} = -\lambda_t \nabla \bar{T} - \bar{\rho} D_t \sum_k \tilde{h}_k \nabla \bar{y}_k \quad (2.12)$$

mit der turbulenten Wärmeleitfähigkeit $\lambda_t = \bar{\rho} c_p \alpha_t$ aus Dichte, Wärmekapazität und turbulenter Temperaturleitfähigkeit. Der turbulente Diffusionskoeffizient und die turbulente Temperaturleitfähigkeit werden berechnet mit

$$D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t}, \quad \alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad (2.13)$$

mit den turbulenten Schmidt Sc_t und Prandtl Pr_t Zahlen. Für das RNG $k - \varepsilon$ -Modell lauten die Terme um k und ε zu bestimmen

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{k}) = -\frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} + (\bar{\sigma} - \tau) : \nabla \tilde{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \left[\frac{(\mu + \mu_t)}{Pr_k} \nabla \tilde{k} \right] - \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} + \dot{\bar{W}}^s, \quad (2.14)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\varepsilon}) = & - \left(\frac{2}{3} c_{\varepsilon,1} - c_{\varepsilon,3} \right) \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \left[\frac{\nu + \nu_t}{Pr_\varepsilon} \nabla \tilde{\varepsilon} \right] \\ & + \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \left(c_{\varepsilon,1} (\bar{\sigma} - \tau) : \nabla \tilde{\mathbf{u}} - c_{\varepsilon,2} \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} + c_s \dot{\bar{W}}^s \right) - \bar{\rho} R \end{aligned} \quad (2.15)$$

mit dem Term R am Ende der letzten Gleichung

$$R = \frac{c_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (2.16)$$

und

$$\eta = S \frac{\tilde{k}}{\tilde{\varepsilon}}, \quad S = (2 \bar{\mathbf{S}} : \bar{\mathbf{S}})^{1/2} \quad (2.17)$$

mit dem Verzerrungstensor

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} (\nabla \tilde{\mathbf{u}} + (\nabla \tilde{\mathbf{u}})^T). \quad (2.18)$$

Diese Formulierungen in der Theorie von Ansys Forte (Ansys, 2021a) basieren auf den Erkenntnissen von Yakhot und Orszag (1986) und werden von Han und Rolf D Reitz (1995) weiter untermauert, um möglichst passende Werte für die Modellkonstanten im Kontext von Verbrennungsmotoren zu finden.

2.2.3 Grenzschichtströmungen

Turbulent strömendes Fluid in der direkten Nähe einer Wand bildet eine Grenzschichtströmung aus. Dabei entschleunigt die Reibung die Geschwindigkeit des Fluids direkt an der Wand bis auf null, sodass das Geschwindigkeitsprofil in dieser Region einer genaueren Betrachtung bedarf. Die Grenzschicht reicht von der Wand bis zu dem Ort, an dem die Strömung 99 % der ungestörten Strömungsgeschwindigkeit besitzt (Merker u. a., 2012; Surek und Stempin, 2014). Die turbulente Strömung setzt sich aus einer viskosen Unterschicht, einem Übergangsbereich, dem Wandturbulenzbereich und einem äußeren turbulenten Bereich zusammen (siehe Abb. 2.3).

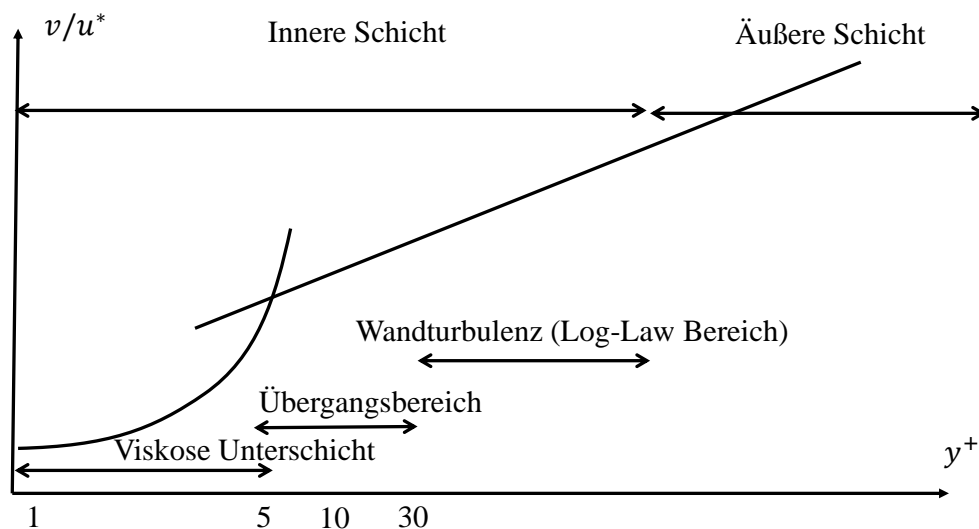


Abbildung 2.3: Grenzschicht in halblogarithmischer Darstellung, nach Decan u. a. (2017) und Ansys (2022)

Für die Simulation haben sich zwei Möglichkeiten der Berechnung dieser Grenzschicht etabliert. Es gibt sogenannte Low-Reynolds-Modelle und High-Reynolds-Modelle. Bei Ersteren wird der erste Knoten des Rechengitters in die viskose Unterschicht gesetzt und somit das gesamte Gitter in der Nähe der Wand verfeinert. Die Eigenschaften des Fluids werden dann genauso wie im restlichen Fluidgebiet berechnet (Ansys, 2022). Bei High-Reynolds-Modellen wird der erste Knoten erst bei höherem y^+ in den Wandturbulenz-Bereich gesetzt.

Die Fließgeschwindigkeiten in der Grenzschicht werden dann nur durch ein implementiertes Modell berechnet. Dadurch, dass die turbulente Grenzschicht eine umfänglich untersuchte Thematik ist, konnten über viele Jahrzehnte die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom dimensionslosen Wandabstand bestimmt werden. Somit wird im Grenzschichtbereich genau diese Erkenntnis eingesetzt und wird Wandgesetz oder Wandfunktion, auf Englisch Law-of-the-Wall, genannt.

Die Beschreibung der Grenzschicht in Forte basiert größtenteils auf der Vorarbeit von Amsden, O'Rourke und Butler, 1989. Bei Haftbedingungen (no-slip) ist die Fluidgeschwindigkeit an der Wand genauso groß wie die Geschwindigkeit der Wand, somit in vielen Anwendungen null. Bei sogenannten Rutschbedingungen und wenn die turbulente Wandfunktion verwendet wird, ist die normale Geschwindigkeit des Fluids gleich der normalen Wandgeschwindigkeit (somit ebenso in vielen Anwendungen null), wobei die tangentialen Wandschubspannungen explizit festgelegt werden (Ansys, 2021a). Die tangential Schubspannung wird von dem Wandgesetz festgelegt und lautet

$$\frac{v}{u^*} = \begin{cases} 1/\kappa \ln y^+ + B & \text{für } Re \geq R_c \\ Re^{1/2} & \text{für } Re < R_c \end{cases} \quad (2.19)$$

mit $v = |\mathbf{v}|$, $R_c = 114$, $B = 5.5$ und $\kappa = 0.4327$. Diese Werte stammen aus Zusammenhängen mit anerkannten Größen der $k - \varepsilon$ Modellkonstanten (Amsden, O'Rourke und Butler, 1989). Die Schubspannungsgeschwindigkeit u^* , aus dem der Schubspannungstensor an der Wand τ_w folgt, mit

$$\tau_w = \rho (u^*)^2 \frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|}. \quad (2.20)$$

Dabei ist \mathbf{v} die tangential Geschwindigkeit, definiert als $\mathbf{v} = \mathbf{u} - \mathbf{u}_w - [\mathbf{u} - \mathbf{u}_w] \cdot \mathbf{n} \mathbf{n}$. Die Reynoldszahl wird dabei abhängig vom Wandabstand berechnet durch

$$Re = \frac{\rho y |\mathbf{v}|}{\mu(T)}. \quad (2.21)$$

Die Zahl R_c bezeichnet die Reynoldszahl an der Grenze zwischen viskoser Unterschicht und der Wandturbulenz. Der dimensionslose Wandabstand wird in der viskosen Unterschicht berechnet mit

$$y^+ = \frac{y u \tau}{\nu} \quad (2.22)$$

und in der Wandturbulenzzone (mit $c_{lw} = 0.15$) durch

$$y^+ = c_{lw} (Re)^{7/8}. \quad (2.23)$$

2.3 Wärmeübertragung

Die drei Arten der Wärmeübertragung sind die Wärmeleitung, die Konvektion (wobei zwischen freier und erzwungener Konvektion unterschieden wird) und die Wärmestrahlung. Von Wärmeübergang wird gesprochen, wenn eine Wärmeübertragung zwischen einem Fluid und einem festen Körper stattfindet (Wagner, 2011). Technischen Nutzen lässt sich die Wärmeübertragung zum Beispiel in Heizungen, Kältemaschinen, Wärmepumpen oder solarthermischen Kollektoren (Von Böckh und Wetzels, 2014).

Bei dem Wärmeübergang ist die Kontaktfläche A von Fluid und Festkörper, die Temperaturen von beiden und der Wärmeübergangskoeffizient α zuständig für die Größe des Wärmestroms J

$$J = \alpha A (T_{\text{Fluid}} - T_{\text{Wand}}). \quad (2.24)$$

Eine Größe zur Beurteilung des Wandwärmeübergangs ist die Nußelt Zahl. Sie dient zur Beschreibung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen einer festen Oberfläche und einem strömenden Fluid und wird berechnet mit

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (2.25)$$

mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α , der charakteristischen Länge L , und der Wärmeleitfähigkeit des Fluids λ . Der Wärmeübergangskoeffizient in einem Rohr kann ausgedrückt werden durch

$$\alpha = \frac{J}{T_{\text{Wand}} - T_{\text{Bulk}}} \quad (2.26)$$

mit der Wärmestromdichte J , der Wandtemperatur T_{Wand} und der Bulktemperatur T_{Bulk} , also der mittleren Temperatur des Fluids an diesem Rohrquerschnitt (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010). Die Nußelt Zahl kann auch direkt über die vorherrschenden Temperaturen berechnet werden

$$Nu = - \frac{\frac{dT}{dx}}{\frac{(T_{\text{Wand}} - T_{\infty})}{L}}. \quad (2.27)$$

Der Zähler ist dabei die Änderung der Temperatur senkrecht von der Wand weg in die Strömung. Der Nenner setzt sich zusammen aus der charakteristischen Länge L , der Wandtemperatur T_{Wand} und der Temperatur des ungestörten Fluids T_{∞} .

2.3.1 Wärmeübergangsmodelle im Kontext von Verbrennungsmotoren

Die korrekte Berechnung der Wärmeübergänge in Simulationen von Motoren ist von großer Bedeutung, da sie einen Einfluss auf die Effizienz, die Emissionen und die thermische Belastung von Komponenten haben. Daneben lassen sich Verluste besser nachvollziehen und die Motorsimulation insgesamt verbessern (Han und Rolf D. Reitz, 1997; Alkidas, 1982). Die exakte Simulation ist dabei eine Herausforderung, da in Motoren durch die raschen Änderungen von Dichte, Druck und Temperatur aufgrund des immer währenden Motorzyklus große Wärmeströme für kurze Zeiten auftreten (Borman und Nishiwaki, 1987).

Zu den ersten experimentellen Untersuchungen von Wärmeübergängen in Motoren gehören Woschni (1968), LeFeuvre, Myers und Ueyhara (1969) und Borman und Nishiwaki (1987). Daraus haben sich erste Modelle entwickelt, wobei die Entwicklung bis heute nicht abgeschlossen ist (Rakopoulos, Kosmadakis und Pariotis, 2010).

Die Modellierung des Wandwärmestroms basiert häufig auf den Formulierungen von Wandfunktionen der Strömungsgeschwindigkeit, sodass das Berechnungsgitter nicht speziell auf den Wandwärmeübergang angepasst werden muss (Rakopoulos, Kosmadakis und Pariotis, 2010), es sind also High Reynolds Modelle. Daneben gibt es auch Ansätze, die solch eine Netzverfeinerung an der Wand benötigen. Eine der ersten numerischen Umsetzungen wurde von Launder und Spalding (1974) vorgestellt, jedoch konnte gezeigt werden, dass deren Modell Wärmeströme deutlich unterschätzt ausgibt (Decan u. a., 2017; Rakopoulos, Kosmadakis und Pariotis, 2010). Während Han und Rolf D. Reitz (1997) detaillierte Ausdrücke für die turbulente Leitfähigkeit und die Viskosität modellieren, verwenden Huh, Chang und Martin (1990) neben der Law-of-the-Wall zwei weitere Grenzschicht Modelle und fügen einen weiteren Druckarbeitsanteil der Formulierung des Wandwärmestroms hinzu (Rakopoulos, Kosmadakis und Pariotis, 2010).

2.3.2 Wandwärmeübergangsmodell von Ansys Forte

Die Herangehensweise von Forte (Ansys, 2021a) basiert auf den Vorarbeiten von Rakopoulos et al. (Rakopoulos, Kosmadakis und Pariotis, 2010) und Han und Reitz (Han und Rolf D. Reitz, 1997), dabei werden die folgenden Annahmen getroffen:

- Gradienten senkrecht zur Wand sind deutlich größer als die parallel zur Wand
- Die Strömung verläuft parallel zu einer flachen Wand
- Die räumlichen Gradienten des Drucks werden vernachlässigt
- Effekte durch viskose Verluste und durch die Enthalpiediffusion werden vernachlässigt

- Die Wärmestrahlung wird vernachlässigt
- Die turbulente Dissipation ist klein im Vergleich zur inneren Energie aufgrund kleiner Machzahlen
- Es gibt keinen Quellterm für das Kraftstoffgemisch
- Das ideale Gasgesetz gilt und die spezifische Wärmekapazität ist konstant.

Hieraus wird aus der Energieerhaltungsgleichung (eingeführt als Gleichung 2.5)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{I}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{u} \tilde{I}) = -\bar{p} \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} - \nabla \cdot \bar{\mathbf{J}} - \nabla \cdot \bar{H} + \bar{p} \tilde{\epsilon} + \dot{\bar{Q}}^C + \dot{\bar{Q}}^S - \dot{\bar{Q}}_{\text{rad}} \quad (2.28)$$

die eindimensionale Version

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\partial J}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial t} + \dot{Q}_c. \quad (2.29)$$

Auf der linken Seite sind ein von der Zeit abhängiger Term und die Konvektion beschrieben und auf der rechten Seite werden die Wärmeleitung, die Druckarbeit und ein Quellterm ausgedrückt. Die verwendeten Größen sind der orthogonale Abstand zur Wand y , die zur Wand normale Fließgeschwindigkeit v , die Dichte ρ , die Wärmekapazität c_p , der Druck p , die volumetrische Wärmefreisetzung aus der Verbrennung \dot{Q}_c und die Wärmestromdichte J , die beschrieben wird mit

$$J = -(k + k_t) \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.30)$$

mit der laminaren $k = \mu / Pr$ und turbulenten Wärmeleitfähigkeit $k_t = \mu_t / Pr_t$. Die linke Seite der eindimensionalen Energieerhaltungsgleichung ist vernachlässigbar, da die zeitliche und räumliche Änderung der Temperatur in der Grenzschicht klein im Vergleich mit der Änderung des Drucks und der Dichte in diesem Gebiet ist, und wird somit zu 0 gesetzt (Huh, Chang und Martin, 1990). Aus der eindimensionalen Energieerhaltungsgleichung ergibt sich durch Integration

$$-c_p \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{dT}{dy} = J_{\text{Wand}} + Gy \quad (2.31)$$

mit der Wärmestromdichte J_{Wand} und der mittleren chemischen Wärmeabgabe $G = \bar{Q}_c$. Ebenso gelten die Zusammenhänge

$$v^+ = \frac{v_t}{v}, \quad y^+ = \frac{u^* y}{v}, \quad G^+ = \frac{Gv}{J_{\text{Wand}} u^*} \quad (2.32)$$

mit der turbulenten ν_t und laminaren Viskosität ν und der Schubspannungsgeschwindigkeit $u^* = \rho k^{1/2} c_\mu^{1/4}$ (mit der kinetischen Energie der Turbulenz k), sodass sich durch Umformung

$$-\frac{\rho c_p u^*}{J} dT = \frac{1}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu^+}{Pr_t}\right)} dy^+ + \frac{G^+ y^+}{\left(\frac{1}{Pr} + \frac{\nu^+}{Pr_t}\right)} dy^+ \quad (2.33)$$

ergibt. Für den Term ν^+/Pr_t betrachtet Han und Rolf D. Reitz (1997) verschiedene Ansätze von Reynolds (1976), Yakhot und Orszag (1986), Mellor (1968) und Kays (1994) und resultiert daraus selbst den Ausdruck

$$\frac{\nu^+}{Pr_t} = \begin{cases} a + by^+ + cy^{+2} & \text{für } y_0^+ \geq y^+ \\ my^+ & \text{für } y_0^+ < y^+ \end{cases} \quad (2.34)$$

mit $a = 0.1$, $b = 0.025$, $c = 0.012$ und $m = 0.4767$. Die Bereiche des quadratischen und linearen Anstiegs werden an $y_0^+ = 40$ getrennt. Gleichung 2.34 ist zusammen mit der Kombination der erwähnten Ansätze in Abbildung 2.4 dargestellt.

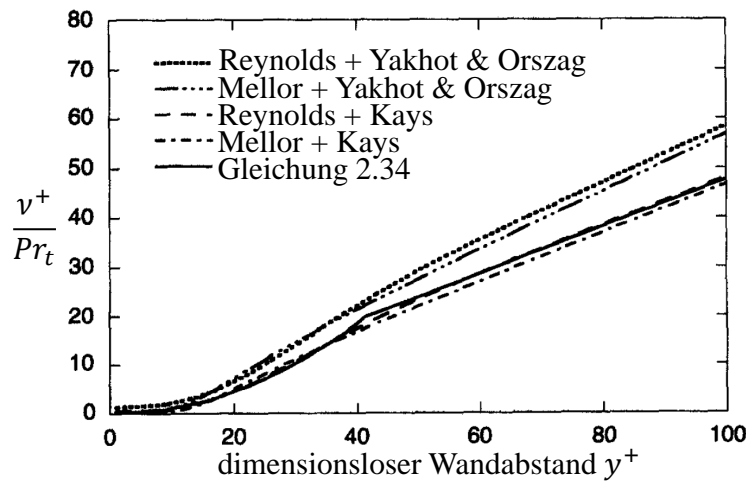


Abbildung 2.4: Verhältnis der dimensionslosen Viskosität zur turbulenten Prandtl Zahl über dem dimensionslosen Wandabstand nach Han und Rolf D. Reitz (1997)

Aus der Kombination der beiden vorhergegangenen Gleichungen ergibt sich

$$T^+ = \int_0^{y_0^+} \frac{1}{Pr^{-1} + a + by^+ + cy^{+2}} dy^+ + \int_{y_0^+}^{y^+} \frac{1}{my^+} dy^+ + \int_0^{y_0^+} \frac{G^+ y^+}{Pr^{-1} + a + by^+ + cy^{+2}} dy^+ + \int_{y_0^+}^{y^+} \frac{G^+}{m} dy^+, \quad (2.35)$$

woraus nach weiteren Umformungen die Wandfunktion der Temperatur

$$T^+ = 2.1 \ln y^+ + 1.24 - 2.1(G^+ + P^+)y^+ - 17.2(G^+ + P^+) \quad (2.36)$$

mit

$$P^+ = \frac{\overline{\partial p}}{\partial t} \frac{v}{J_{\text{Wand}} u^*} \quad (2.37)$$

mit der gemittelten Druckschwankungsrate $\overline{\partial p / \partial t}$ resultiert (Ansys, 2021a). Die dazugehörige Wärmestromdichte ist gegeben durch

$$J_{\text{Wand}} = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_{\text{Wand}}) + (2.1y^+ + 17.2) \left(G + \frac{\overline{\partial p}}{\partial t} \right) v / u^*}{2.1 \ln y^+ + 1.24} \quad (2.38)$$

mit der Fluidtemperatur T und der Wandtemperatur T_{Wand} . Nach Vernachlässigen des Quellterms G nach Han und Rolf D. Reitz (1997) folgt

$$J_{\text{Wand}} = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_{\text{Wand}}) + (2.1y^+ + 17.2) \frac{\overline{\partial p}}{\partial t} v / u^*}{2.1 \ln y^+ + 1.24}. \quad (2.39)$$

Der Einfluss der Druckänderung $\frac{\overline{\partial p}}{\partial t}$ wird als klein eingeschätzt und somit ignoriert, sodass

$$J_{\text{Wand}} = \frac{\rho c_p u^* T \ln(T/T_{\text{Wand}})}{2.1 \ln y^+ + 1.24} \quad (2.40)$$

folgt. Diese Gleichung unterscheidet sich leicht vom Ausdruck von Han und Rolf D. Reitz (1997). Die Autoren von Ansys vermuten einen Rechenfehler bei Han Reitz und verwenden den hier beschriebenen Term in Forte (Ansys, 2021a).

Soll der Wandwärmeübergang nicht mit den bis hierher beschriebenen Termen ausgedrückt werden, sondern eine Wand als adiabat gelten, so ist die Wärmestromdichte $J_{\text{Wand}} = 0$. Wird eine feste Temperatur als Randbedingung angegeben, so wird J_{Wand} implizit durch die Energieerhaltungsgleichung (2.28) berechnet.

2.4 Grundlagen der Gasdynamik

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Gasdynamik interner Strömungen, mit dem Fokus auf Strömungen durch Bohrungen. Im Allgemeinen beschäftigt sich die Gasdynamik mit dem Verhalten kompressibler Strömungen. Eine ausführliche Einführung in die Gasdynamik gibt Zucker und Biblarz (2019). Im Rahmen dieser Arbeit wird lediglich auf die hier notwendigen Punkte für die Strömung durch Bohrungen eingegangen.

2.4.1 Strömung durch Bohrungen

Eine häufig verwendete Größe zur Charakterisierung des Durchflussverhaltens durch Bohrungen ist der Druckverlustbeiwert C_d , der auch Durchflusskoeffizient genannt wird (Riedmüller, 2016). Berechnet wird er durch

$$C_d = \frac{\dot{m}_{\text{real}}}{\dot{m}_{\text{isentrop}}} \quad (2.41)$$

mit dem realen Massenstrom \dot{m}_{real} durch eine Öffnung und dem isentropen Massenstrom $\dot{m}_{\text{isentrop}}$. Es wurden schon eine Vielzahl an Untersuchungen von Strömungen durch Bohrungen und Messblenden durchgeführt. Sie unterscheiden sich im Druckbereich, Anströmrichtung, Auswertung (in der Regel mit dem Druckverlustbeiwert), Fluid, Temperatur, Lochgeometrie (Anstellwinkel, Durchmesser, Randbearbeitung) und dem Länge- zu Durchmesser-Verhältnis L/d der Bohrung. Grace und Lapple (1951) untersuchten kritische Strömung durch Bohrungen mit Durchmessern von ca. 0.8 mm bis 19.05 mm mit Luft und Wasser. Bohrungen mit L/d von 0.5 bis 4 und Durchmessern von 0.14 cm bis 0.32 cm wurden von Rohde (1969) analysiert, wobei dort die Bohrungen quer angeströmt wurden. Cioncolini u. a. (2016) betrachten den Massenstrom von Wasser durch scharfkantige Bohrungen mit Durchmessern von 0.15 mm und 0.3 mm mit Längen zwischen 1.04 mm und 1.93 mm. Weitere Untersuchungen sind in den Arbeiten von B V, Kumar und V (2019), Taslim und Ugarte (2004), Ebrahimi u. a. (2017) und Mincks (2002) zu finden.

Die Strömung durch eine Bohrung wird häufig mit der Strömung durch eine ideale Düse verglichen. Um den Massenstrom durch eine ideale Düse zu berechnen wird zunächst die folgende Beziehung aus der thermischen Zustandsgleichung

$$\rho = \frac{p}{R_s T} \quad (2.42)$$

mit der Dichte ρ , dem Druck p , der spezifischen Gaskonstante R_s und der Temperatur T herangezogen. Daraus kann mit der Strömungsgeschwindigkeit $v = a Ma = \sqrt{\kappa R_s T} Ma$

(mit der Schallgeschwindigkeit a , dem Isentropenexponent κ und der Machzahl Ma) ein Ausdruck für den Massenstrom \dot{m} geformt werden

$$\begin{aligned}\dot{m} &= \rho v A \\ &= \rho A M a \sqrt{\kappa R_s T} \\ &= A M a \sqrt{\kappa R_s T} \frac{p}{R_s T} \\ &= A \sqrt{\frac{\kappa}{R_s}} M a \frac{p}{\sqrt{T}}.\end{aligned}$$

Folgend wird die isentrope Zustandsänderung für den Druck

$$p = p_t \left(\frac{T}{T_t} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.43)$$

mit den Totalgrößen p_t und T_t eingesetzt und es ergibt sich

$$\dot{m} = \frac{A p_t}{\sqrt{T_t}} \sqrt{\frac{\kappa}{R_s}} M a \left(\frac{T}{T_t} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}. \quad (2.44)$$

Wird dort folgender Ausdruck für den Zusammenhang von Temperatur und Totaltemperatur

$$\frac{T}{T_t} = \left(1 + \frac{1}{2}(\kappa-1)Ma^2 \right)^{-1/2} \quad (2.45)$$

eingesetzt, findet sich ein Ausdruck für den isentropen Massenstrom

$$\dot{m}_{\text{isentrop}} = \frac{A p_t}{\sqrt{T_t}} \sqrt{\frac{\kappa}{R_s}} M a \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{-\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad (2.46)$$

abhängig von der Machzahl Ma , dem Isentropenexponenten κ , dem Totaldruck p_t , der Totaltemperatur T_t , der durchströmten Fläche A und der spezifischen Gaskonstante R_s .

Der Druckverlustbeiwert (auf Englisch coefficient of discharge)

$$C_d = \frac{\dot{m}_{\text{real}}}{\dot{m}_{\text{isentrop}}} \quad (2.47)$$

ist eine dimensionlose Kenngröße, die den Widerstand der jeweiligen Öffnung beschreibt (Kayser und Shambaugh, 1991). Sie beschreibt das Verhältnis des tatsächlichen Massen-

stroms durch die Öffnung zum isentropen Massenstrom durch eine ideale Düse (siehe Abb. 2.5) mit gleicher minimaler Querschnittsfläche.

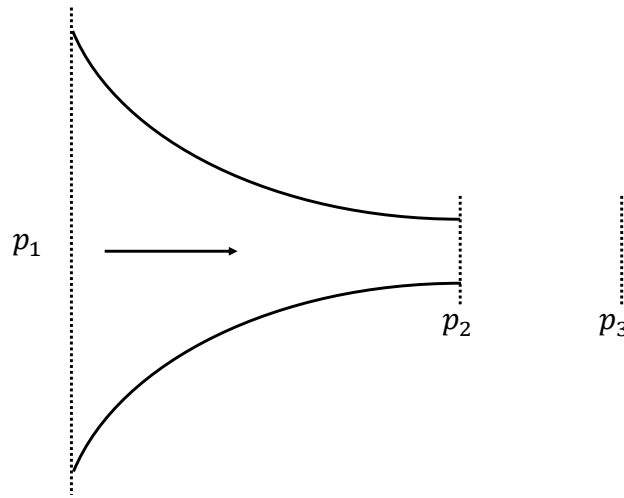


Abbildung 2.5: Ideale Düse nach Kayser und Shambaugh (1991)

Dabei wird unterschieden ob die Strömung im Unterschallbereich strömt oder es sich um eine überkritische Strömung mit Schallgeschwindigkeit handelt. Es wird der Druck vor der Düse p_1 zum Druck am kleinsten Querschnitt p_2 mit dem Isentropenexponenten (beispielhaft für Luft) ins Verhältnis

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\kappa/(\kappa-1)} = \Theta \approx 1.89 \quad (2.48)$$

gesetzt (Pischinger, Klell und Sams, 2009). Ist $p_1/p_3 < \Theta$ so ist $p_2 = p_3$ und die Geschwindigkeit der Strömung ist an Ort 2 unterkritisch und somit im Unterschallbereich, damit kann der Massenstrom berechnet werden mit

$$\dot{m}_{\text{isentrop}} = A_2 p_{t,1} \left(\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{M_{\text{Fluid}}}{RT} \left[\left(\frac{p_3}{p_{t,1}} \right)^{2/\kappa} - \left(\frac{p_3}{p_{t,1}} \right)^{\kappa+1/\kappa} \right] \right)^{1/2}. \quad (2.49)$$

Ist $p_1/p_3 \geq \Theta$ so ist $p_2 > p_3$ und die Geschwindigkeit der Strömung ist an Ort 2 gleich der Schallgeschwindigkeit, dann ist der Massenstrom

$$\dot{m}_{\text{isentrop}} = A_2 p_{t,1} \left[\frac{\kappa M_{\text{Fluid}}}{RT} \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{(\kappa+1)/(\kappa-1)} \right]^{1/2}. \quad (2.50)$$

Dies ist die Formulierung von Kayser und Shambaugh (1991), mit deren Messungen im späteren Verlauf die Validierung durchgeführt wird. Sie ist äquivalent zu Gleichung 2.46 bei $Ma = 1$. Gleichung 2.49 entspringt aus der Ausflussformel von de Saint-Venant und Wantzel für einen Druckbehälter. Sie lässt sich herleiten anhand der Bernoulli Gleichung der

Gasdynamik mit Größen dem Index 0 für das ruhende Fluid im Druckbehälter, dem Index a für Größen der Umgebung und 2 für Größen direkt am Austritt des Strahls (Thamsen, Siekmann und Derda, 2019):

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{v_0^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}. \quad (2.51)$$

Mit der Annahme, dass das Fluid im Druckbehälter ruht, gilt $v_0 = 0$, $p_2 = p_a$ und $\rho_2 = \rho_a$ und es folgt

$$\frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_a}{\rho_a} + \frac{v_2^2}{2}. \quad (2.52)$$

Umgeformt nach v_2 folgt

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p_a}{\rho_a} \right)} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(1 - \frac{p_a \rho_0}{p_0 \rho_a} \right)}. \quad (2.53)$$

Und mit der Isentropenbeziehung $p/\rho^\kappa = \text{const}$

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (2.54)$$

Dies lässt sich umschreiben zur Ausflussformel

$$v_2 = \frac{\sqrt{2\rho_0 p_0}}{\rho_a} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{2/\kappa} - \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{(\kappa+1)/\kappa} \right]}. \quad (2.55)$$

Somit lässt sich mithilfe des simulierten bzw. bei einem Experiment gemessenen Massenstrom der Druckverlustbeiwert berechnen. Je größer dieser Wert, desto kleiner ist der Widerstand der Öffnung.

Häufig wird ein Faktor für die Annäherungsgeschwindigkeit mit dem isentropen Massenstrom multipliziert, er wird berechnet durch

$$E = \frac{1}{\sqrt{1 - (d/D)^4}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^4}} \quad (2.56)$$

Mit dem Bohrungsdurchmesser d und Rohrdurchmesser D des Einströmbereichs. Da dieser für die in dieser Arbeit verwendeten Durchmessern sehr nah an 1 ist, wird er in allen

Rechnungen vernachlässigt. Dies kann interpretiert werden als Anpassung des Druckverlustbeiwerts zu dem Faktor K und wird wie folgt berechnet (Miller, 1983):

$$K = \frac{C_d}{\sqrt{1 - (d/D)^4}} = \frac{C_d}{\sqrt{1 - \beta^4}} = EC_d. \quad (2.57)$$

2.4.2 Lavaldüse und Verdichtungsstöße

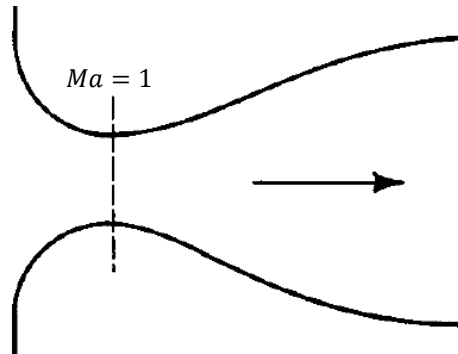


Abbildung 2.6: Lavaldüse nach Zucker und Biblarz (2019)

Im Folgenden wird auf die Funktionsweise von Lavaldüsen und die Entstehung von Verdichtungsstößen eingegangen, da dieses Wissen im späteren Teil dieser Arbeit notwendig sein wird. In Rohrströmungen und Düsen können Strömungen maximal Schallgeschwindigkeit erreichen, auch bei noch weiter steigendem Druck kommt es nicht zu einer weiteren Beschleunigung. Jedoch können mit einer Lavaldüse Überschallgeschwindigkeiten erreicht werden. Sie besteht aus einem konvergenten und einem divergenten Teil (Düse und Diffusor). Dabei wird eine Strömung, die sich im Unterschallbereich befindet, durch eine Querschnittsverringerung auf die Machzahl $Ma = 1$ am kleinsten Querschnitt beschleunigt. Danach wird der Querschnitt erweitert und das Fluid beschleunigt weiter, so lange wie es die Geometrie zulässt. Mit der folgenden Gleichung

$$\frac{dA}{A} = (Ma^2 - 1) \cdot \frac{dv}{v}, \quad (2.58)$$

die für eine Lavaldüse gilt, ist ersichtlich, dass Fluide im Unterschallbereich bei einer Querschnittsverkleinerung beschleunigt werden. Ist eine Strömung schon im Überschallbereich, so wird sie mit einer Querschnittserweiterung noch schneller (Zimmermann, 2006).

In Überschallströmungen können sogenannte Verdichtungsstöße auftreten, die nicht isentrop und somit verlustbehaftet sind. Dadurch sinkt die Geschwindigkeit ab und der Druck, die Dichte und die Temperatur nehmen zu. Es gibt senkrechte und schiefe Verdichtungsstöße, die jeweils stark und schwach sein können. Je nach Fall kann die Strömung über einen Verdichtungsstoß vom Überschall in den Unterschall wechseln. Ob der Stoß in der Düse oder

erst beim Austritt stattfindet, hängt von den Druckverhältnissen und der Geometrie der Düse ab. Trifft eine Überschallströmung hinter der Düse auf die umgebende Luft, so können verschiedene Effekte auftreten. Ist der statische Druck innerhalb der Überschallströmung größer als der der Umgebung, platzt die Strömung auf. Ist es genau andersherum, dass die Umgebung einen höheren statischen Druck als die Strömung aufweist, wird die Strömung zusammengedrückt und durchführt schiefe und senkrechte Verdichtungsstöße. Dadurch expandiert die Strömung wieder und wird erneut von der Umgebung zusammengedrückt und es kommt wieder zu Verdichtungsstößen (Zucker und Biblarz, 2019). Dieses Strömungsbild wird auch Machscher Knoten oder auch Mach-Diamant aufgrund der Form genannt und ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

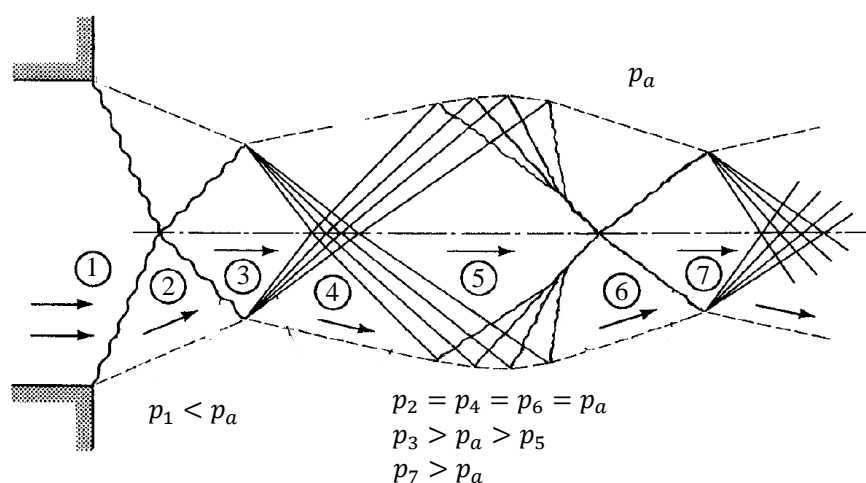


Abbildung 2.7: Ausbildung von Machschen Knoten nach Zucker und Biblarz (2019)

2.5 Drallbehaftete Strömungen

Drallbehaftete Strömungen lassen sich in der Natur zum Beispiel in Form von Tornados, aber auch in vielen technischen Anwendungen finden. So werden sie in Wärmetauschern, innerhalb von Flugtriebwerken, für die Durchmischung von Fluiden, an der Außenfläche von Flugzeugen und auch im Motorsport verwendet.

Ebenso werden Drallströmungen in Zylindern von Verbrennungsmotoren genutzt. Das Ziel ist dabei, die Vermischung von Luft und Kraftstoff voranzutreiben und eine schnellere Durchbrennung zu erreichen (Hofer, 2017). Rotiert das Gemisch um die Längsachse des Zylinders, so wird dies Swirl (Drall) und wenn das Gemisch senkrecht zur Achse rotiert wird es Tumble (Stürzen) genannt. Um unterschiedliche Strömungsbilder innerhalb des Zylinders zu erzeugen, werden verschiedene Klappen in den Lufteinlass gesetzt und werden Drallklappen und

Tumbleklappen genannt (Crnojevic, Decool und Florent, 1999).

Auch im Speziellen bei Vorkammerzündsystemen werden drallbehaftete Strömungen eingesetzt. Sowohl beim Einströmen in als auch beim Ausströmen aus der VK werden drallbehaftete Strömungen erzeugt. Dies geschieht dort aufgrund der Anordnung und Ausrichtung der Überströmbohrungen, wobei diese neben dem Strömungsbil auch die Verbrennungsqualität und die Schadstoffbildung beeinflussen, wie in Kapitel 2.1 angesprochen.

Für die Quantifizierung des Dralls wird häufig die turbulente kinetische Energie verwendet. Im Kontext von Verbrennungsmotoren gibt es Swirl- und Tumblezahlen für die Strömungen innerhalb des HBRs. In Forte wird ein Drallverhältnis SR und die Tumbleverhältnisse TR durch

$$SR = \frac{L_z}{I_z \omega} \quad (2.59)$$

und

$$TR_y = \frac{L_y}{I_y \omega}, \quad TR_x = \frac{L_x}{I_x \omega} \quad (2.60)$$

mit der Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle ω , dem Drehimpuls der Fluidmasse L und dem Trägheitsmoment I für die jeweiligen Achsen x , y und z ausgegeben (Ansys, 2021b). Li u. a. (2001) verwenden eine ähnliche Formulierung für die Quantifizierung des Dralls im HBR.

Eine allgemeine Berechnung des Dralls, ohne die Einbeziehung von Motorgrößen, wird für die Strömung in der VK und die Validierung gesucht. Eine Möglichkeit ist die Berechnung basierend auf Beér und Chigier (1972) mit

$$S = \frac{\dot{D}}{R\dot{I}} = \frac{\int_0^R \rho v_t v_a r dA}{R \int_0^R \rho v_a^2 dA} \quad (2.61)$$

mit dem Rohrradius R , dem tangentialen Impulsstrom \dot{D} , dem Axialimpulsstrom \dot{I} , der Dichte ρ , der Tangentialgeschwindigkeit v_t , der Axialgeschwindigkeit v_a , dem Abstand des Fluidteilchens zur Längsachse r und dem Rohrradius R (Krautkremer, 2003; Weng, 2002; Palm, 2006). Die benötigten Größen zur Berechnung von Gleichung 2.61 sind in Abbildung 2.8 visualisiert. In der Formulierung von Oberleithner, Paschereit und Wagnanski (2007) wird im Integral des Nenners noch der Druck p hinzuaddiert. Eine Vereinfachung zu

$$S = \frac{1}{2} \frac{u_0(R)}{u_z} \quad (2.62)$$

ist gegeben, wenn für die Fluidbewegung eine Starrkörperrotation angenommen wird (Durox u. a., 2013). Crnojevic, Decool und Florent (1999) stellen mehrere Möglichkeiten der

Berechnung des Swirls im Kontext von Verbrennungsmotoren vor und vergleichen diese.

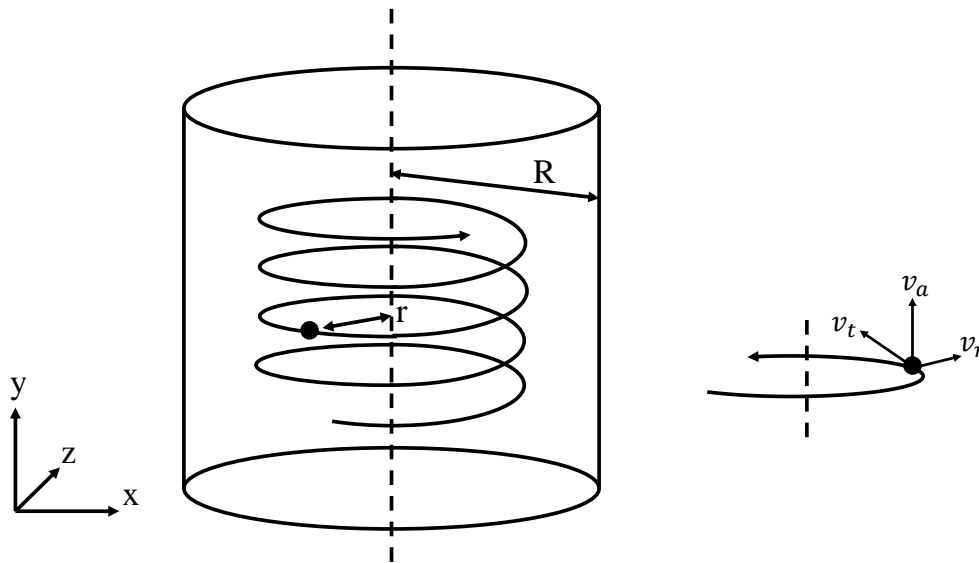


Abbildung 2.8: Größen zur Berechnung der Swirl Zahl

Kapitel 3

Validierung

In diesem Kapitel wird die Validierung von Forte und Fluent mit Messergebnissen realer Versuche aus Literaturquellen durchgeführt. Dafür wird Literatur herangezogen, die für die geplanten Teilbetrachtungen relevant sind. Dies bezieht sich auf das Strömungsbild, die Dimensionen des Aufbaus, Stoffwerte und thermodynamische Größen. Zusätzlich muss die Veröffentlichung den Messaufbau genau genug erläutern, sodass es bei der Geometrieerstellung für die Simulation zu möglichst wenig offenen Punkten kommt. Zum einen werden Versuche von Strömungen durch kleine Öffnungen simuliert. Diese stellen die Überströmbohrungen der VK dar, wichtig sind dabei die Durchmesser der Bohrungen, das Verhältnis der Länge zum Durchmesser der Bohrung und der Druckbereich. Des Weiteren wird die Größe Swirl betrachtet, die in Vorkammerzündkerzen Aussagen für das Brenn- und Schadstoffverhalten geben kann. Im Verbund mit dem Swirl wird auch der Wärmeübergang zwischen Fluid und Wand betrachtet.

In allen Simulationen wird Luft als Fluid benötigt. Dies wird mit einer Chemie von Forte eingestellt, indem eine Zusammensetzung von 21.5 % Molanteil O_2 und 78.5 % Molanteil N_2 gewählt wird (UnternehmensberatungBabel, 2022). In Fluent kann Luft als Fluid ausgewählt werden. Fluent hat den Vorteil, auch zweidimensionale und stationäre Berechnungen durchführen zu können. Dadurch verkürzt sich die Rechendauer deutlich und das Netz lässt sich feiner auflösen.

3.1 Strömung durch Bohrungen

In diesem Kapitel wird häufig der Druckverlustbeiwert C_d verwendet. Er wird, wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, mit

$$C_d = \frac{\dot{m}_{\text{real}}}{\dot{m}_{\text{isentrop}}} \quad (3.1)$$

berechnet, wobei die angesprochene Fallunterscheidung für den unter- und überkritischen Bereich des Druckquotient $p_{t,1}/p_3$ bzw. $p_{t, \text{Kammer}}/p_{\text{Umgebung}}$ vollzogen wird.

3.1.1 Veröffentlichung 1: Kayser & Shambaugh

Als Erstes wird die Arbeit von Kayser und Shambaugh (1991) für die Validierung herangezogen. Deren Untersuchung bestand daraus, den Druckverlustbeiwert C_d für verschiedene Platten mit variierendem Bohrdurchmesser und unterschiedlichen Fluiden zu bestimmen. Der Druckverlustbeiwert wird stets in Abhängigkeit des Druckquotienten über der Platte $p_{\text{Kammer}}/p_{\text{Umgebung}}$ dargestellt. Insgesamt werden von Kayser und Shambaugh (1991) 16 Prüflinge verwendet, mit Durchmessern von 0.9 mm bis 1.9 mm und Fluidtemperaturen zwischen 295 K und 700 K. Dabei strömt immer das Fluid senkrecht aus einer Kammer höheren Druckes durch eine Bohrung in die Umgebung.

Für die Validierung werden die Platten S1 und S7 ausgewählt, da diese gerade Bohrungen und in der Größenordnung der Löcher von Vorkammerzündkerzen sind. In Abbildung 3.1 sind diese beiden Platten dargestellt. Sie haben beide einen Durchmesser D von 15.18 mm und die Dicke $L = 3.18$ mm, wobei sich durch eine Aussparung die eigentliche Bohrtiefe bei S7 halbiert. Durch die Aussparung verengt sich der unmittelbare Einströmbereich der Bohrung auf 12.70 mm. Die Bohrung der Platte S1 hat einen Durchmesser d von 1.125 mm, bei S7 sind es 1.633 mm, sodass das Längen zu Durchmesser Verhältnis L/d der Bohrungen 2.83 und 0.97 betragen. Für die Länge der Kammer empfehlen Kayser und Shambaugh (1991) mindestens den zehnfachen Bohrungsdurchmesser.

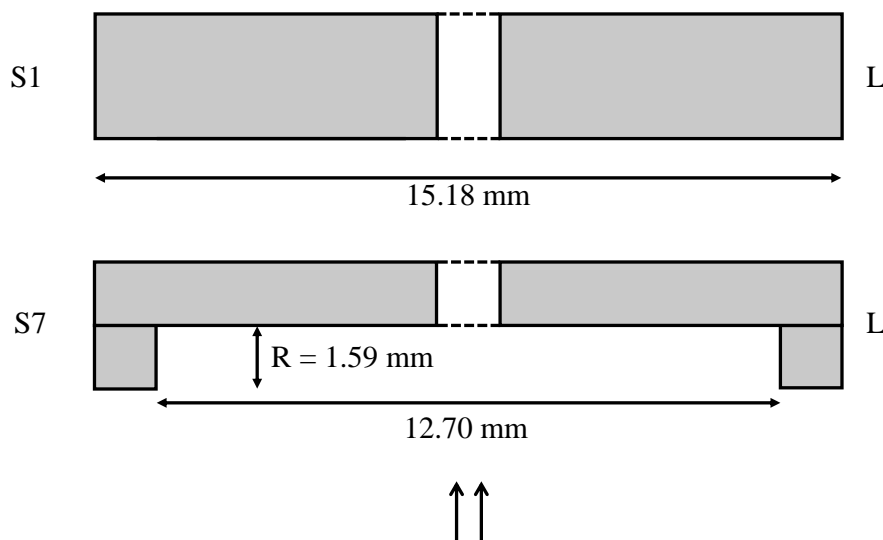


Abbildung 3.1: Platten S1 und S7 mit Bohrungen nach Kayser und Shambaugh (1991)

Mit der Platte S7 haben Kayser und Shambaugh (1991) eine Validierung mit der Veröffentlichung von Grace und Lapple (1951) durchgeführt, um zu bewerten wie groß der Einfluss unterschiedlicher Versuchsaufbauten auf den Druckverlustbeiwert ist. Grace & Lapple haben die Platten in einem Rohr platziert, sodass das Fluid die Bohrung nicht direkt in die offene Umgebung verlassen hat, sondern weiter durch das Rohr strömt.

Zunächst wird eine Netzstudie durchgeführt, um zu überprüfen, ob das Netz den Voraussetzungen genügt. Ziel dabei ist es eine Netzgröße zu finden, die fein genug ist um die Strömung korrekt abbilden zu können und gleichzeitig noch grob genug ist, um eine akzeptable Rechenzeit zu gewährleisten.

Netzstudie

Die Netzstudie wird anhand der Platte S1 bei einer Lufttemperatur von 500 K zu zwei Druckquotienten durchgeführt, wobei die Simulationszeit 0.02 s beträgt. Die Ergebnisse der beiden Netzstudien sind in Tabelle 3.1 und Tabelle 3.2 abgebildet. Es ist zu erwähnen, dass das Netz im Bereich der Bohrung 1/8 der globalen Netzgröße beträgt.

Tabelle 3.1: Netzstudie für einen Druckquotienten von 1.237:

Globale Netzgröße in mm	Anzahl Elemente	Rechenzeit in h	Abweichung von C_d in %
0.75	66416	21	1.910
0.5	210324	35	0.695
0.37	490878	61	0.346

Tabelle 3.2: Netzstudie für einen Druckquotienten von 1.574:

Globale Netzgröße in mm	Anzahl Elemente	Rechenzeit in h	Abweichung von C_d in %
0.75	66416	29	1.513
0.5	210324	43	0.777
0.37	490878	65	0.508

Der Druckverlustbeiwert C_d der Simulation nähert sich dem Messwert mit steigender Anzahl Elemente an. Zusätzlich wird ersichtlich, dass mit erhöhtem Druckquotienten bei gleichem Netz eine längere Rechenzeit anfällt. Eine Abweichung kleiner als 1 % wird als akzeptabel angenommen, da die Messungenauigkeit von Kayser und Shambaugh (1991), im schlimmsten Fall 1.9 % beträgt, sodass in den folgenden Simulationen als globale Netzgröße 0.5 mm gewählt wird, um Rechenzeit im Vergleich mit dem feinsten Netz einzusparen.

Simulationsergebnisse

Die in der Netzstudie verwendete Simulationszeit von 0.02 s hat sich als angemessen erwiesen und wird somit weiterhin verwendet. Dabei wird stets während der Rechnung die Entwicklung von maximaler und minimaler Temperatur sowie maximaler Geschwindigkeit betrachtet, um ein zu frühes Stoppen der Rechnung zu verhindern.

In Abbildung 3.2a sind die Druckverlustbeiwerte von Platte S1 bei einer Temperatur von 500 K über dem Druckquotienten $p_{\text{Kammer}}/p_{\text{Umgebung}}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass sobald die Druckdifferenz vor und hinter der Platte groß genug ist, um eine Strömung mit Schallgeschwindigkeit zu erzeugen, so erreicht der Druckverlustbeiwert ein Plateau. Für den unterkritischen Druckbereich (Druckquotient kleiner als ca. 1.9) liegen die Simulationsergebnisse nah an den Messwerten. Im überkritischen Bereich sind deutlich Abweichungen der Forte Ergebnisse zur Messung erkennbar, wobei diese Abweichungen zwischen 3 und 4 Prozentpunkten liegen. Die Ergebnisse mit Fluent liegen erkennbar näher an den Messungen und liegen im überkritischen Bereich an der Grenze der Messungenauigkeit von Kayser und Shambaugh (1991), die dort als maximal 1.9 % genannt wird.

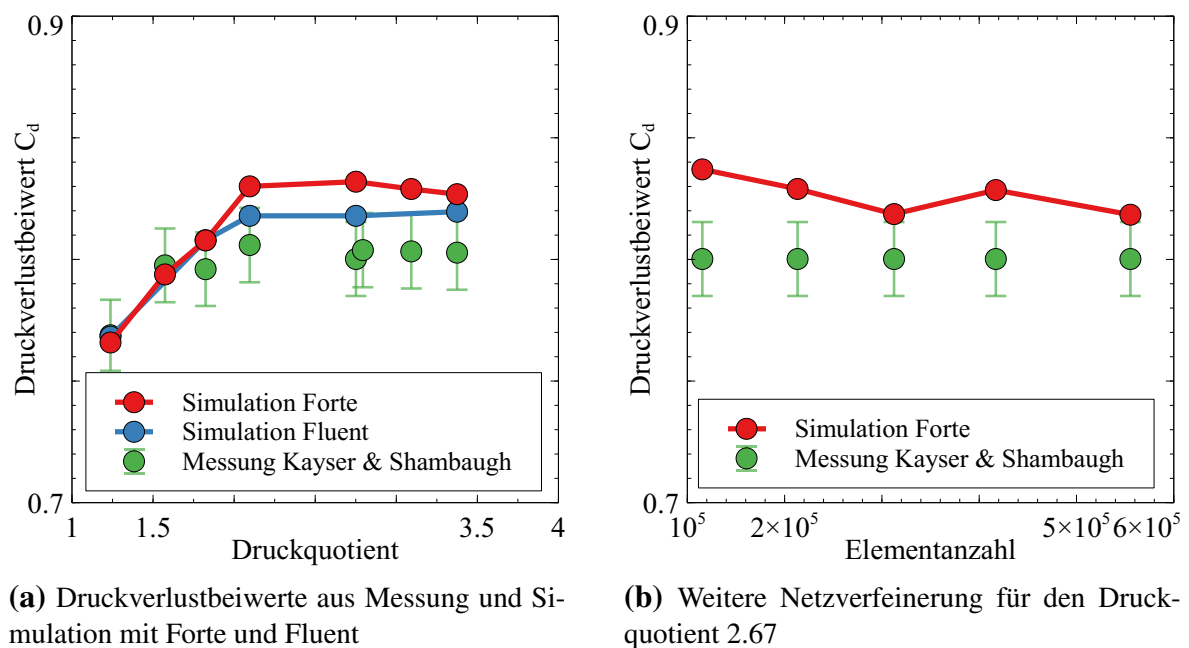


Abbildung 3.2: Validierung der Bohrströmung

Zur weiteren Überprüfung wird das Netz für den hohen Druckbereich weiter verfeinert, wobei zusätzlich das Netz weiter angepasst wird, um die Anzahl an Elemente möglichst gering zu halten. Diese Rechnungen werden für den Quotienten 2.67 durchgeführt und sind in Abbildung 3.2b abgebildet. Es zeigt sich, dass bei einer weiteren Netzverfeinerung weiter dem Messpunkt angenähert wird. Jedoch steigt mit weiterer Verfeinerung auch der Rechenaufwand. Bei ca. 300 k Elementen beträgt die Rechenzeit für 0.02 s bereits ca. 75 h, bei

ca. 550 k Elementen sind es schon über 300 h. Zwar stellt sich bei feinerem Netz in dem hier betrachteten Fall schneller (im Bezug auf der simulierten Zeit, nicht die Rechendauer) ein stationärer Zustand ein, jedoch wird diese Simulationsdauer als zu lange bewertet. Die Druckverlustbeiwerte an den zwei höheren Druckquotienten 3.1 und 3.4 werden erneut mit dem überholten Netz mit ca. 400000 Zellen berechnet, was einer globalen Netzgröße von 0.3 mm entspricht. Die resultierenden Beiwerte sind gleich zu den zuerst berechneten in Abbildung 3.2a und stellen somit aufgrund der großen Rechenzeit eine Verschlechterung dar. Für die Platte S7 sind die gleichen Abweichungen zu erkennen (siehe Abb. 3.3, in der die Simulationsergebnisse aus Forte und Fluent und die Messergebnisse von Kayser und Shambaugh (1991) und Grace und Lapple (1951) abgebildet sind). Die Messunsicherheiten von Grace & Lapple sind im niedrigen Druckbereich 3 % und im hohen Druckbereich 1 %. Die Abweichung im überkritischen Bereich zur Kayser & Shambaugh Messung liegen für die Forte Simulation zwischen 7 % und 7.5 %. Im Vergleich von Forte und Fluent sind es im überkritischen Bereich zwischen 3.9 % und 4.4 %. Die Übereinstimmung der beiden Messkampagnen werden aufgrund der unterschiedlichen Versuchsaufbauten und verschiedenen Messinstrumente von Kayser und Shambaugh (1991) als exzellent beschrieben.

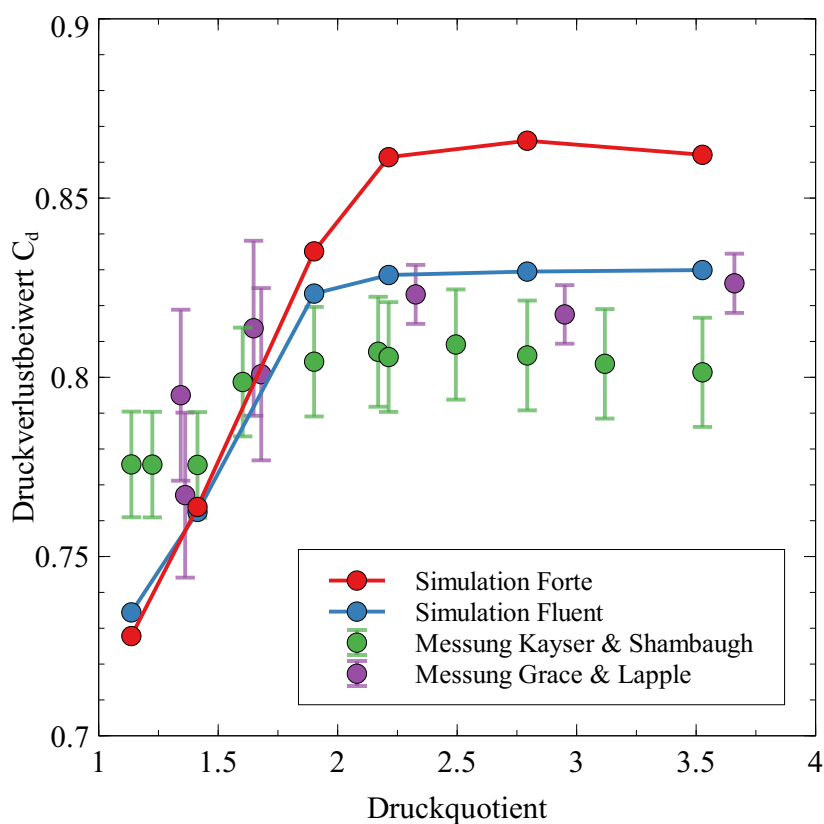


Abbildung 3.3: Druckverlustbeiwerte der Platte S7 berechnet mit Forte und Fluent und Vergleich mit Kayser und Shambaugh (1991) und Grace und Lapple (1951)

3.1.2 Veröffentlichung 2: Hay & Lampard

In dem Experiment von Hay und Lampard (1995) werden ebenfalls die Druckverlustbeiwerte von Bohrungen untersucht, jedoch nur im unterkritischen Druckbereich. Bei Ihnen handelt es sich um Kühlungsbohrungen von Turbinenblättern, deren Enden geweitet sind. In Abbildung 3.4 sind die untersuchten geraden Bohrungen abgebildet. Zu sehen ist eine gerade Bohrung mit einer konischen Öffnung am Ende mit einem Öffnungswinkel von 25° . Zusätzlich öffnet sich die Bohrung in eine weitere Richtung um 7.5° . Variiert wird der gerade Teil der Bohrung, sodass Längen zu Durchmesser Verhältnissen L/d von 1 bis 4 vorliegen, wobei der Durchmesser 3 mm beträgt.

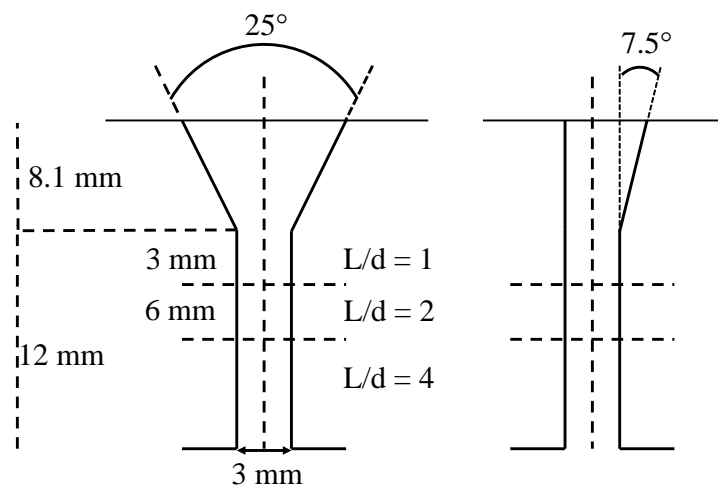


Abbildung 3.4: Bohrung mit unterschiedlichen Länge zu Durchmesser Verhältnissen und geweiteter Ausströmung nach Hay und Lampard (1995)

Die Platten mit Bohrungen befinden sich an der Oberseite an einem rechteckigen Einlasskanal (75 mm in der Breite und 37 mm in der Höhe), sodass das Fluid kurz bzw. an der Bohrung eine starke Richtungsänderung erfährt. Somit können die Bohrungen zusätzlich zur Strömung durch sie auch quer angeströmt werden.

In Abbildung 3.5a sind die Druckverlustbeiwerte über den Druckquotienten für die Platte mit $L/d = 1$ der Simulation und der Messungen mit einer maximalen Abweichung von 3 % abgebildet. Für kleine Druckquotienten zeigt sich eine starke Abweichung der Ergebnisse. Hay und Lampard (1995) haben zusätzlich eine Normierung der Massenströme durchgeführt und nennen dies dann Flow Function. Diese Flow Function ist in Abbildung 3.5b dargestellt und soll verdeutlichen, dass sich der Massenstrom in Annäherung an den kritischen Druckbereich und der Drosselung immer weniger verändert.

$$\text{Flow Function} = \dot{m}_{\text{real/simuliert}} \frac{\sqrt{R_s T_t}}{A p_t} \quad (3.2)$$

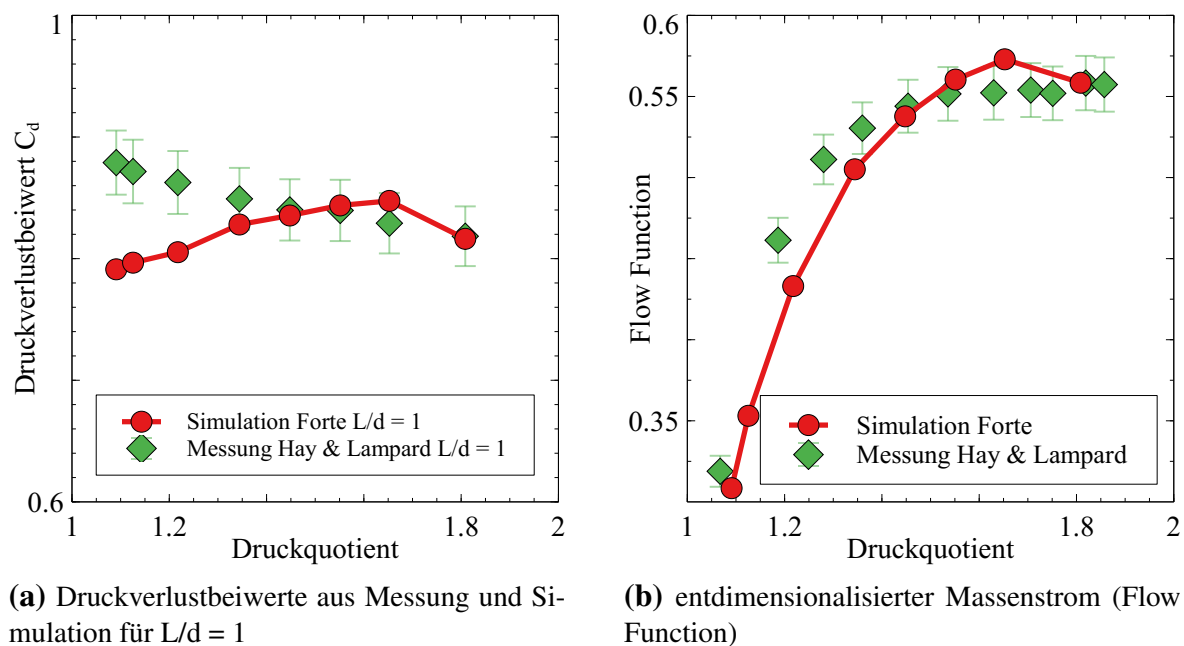


Abbildung 3.5: Druckverlustbeiwert und entdimensionalisierter Massenstrom (Flow Function) für $L/d = 1$ von Hay und Lampard (1995)

Aufgrund der Abweichungen im Druckverlustbeiwert wird zusätzlich die Bohrung mit $L/d = 2$ betrachtet. Für diese ist auch ein Vergleich mit Benmansour (1981) gegeben, dessen Druckverlustbeiwerte ebenso niedriger als die von Hay & Lampard liegen. Alle Simulationsergebnisse und Messwerte sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Da es keinen Zugang zu der Arbeit von Benmansour (1981) gibt, ist die Messabweichung dessen nicht bekannt. Es zeigt sich, dass die Druckverlustbeiwerte zu $L/d = 2$ sowohl bei Hay & Lampard als auch aus den Simulationen höher liegen als die zu $L/d = 1$. Dass der Druckverlustbeiwert mit steigendem L/d ansteigt wird ebenso von Rohde (1969) gezeigt. Das Simulationsergebnis zu $L/d = 2$ liegt zwar über den Messungen von Benmansour, besitzt aber einen ähnlichen Verlauf. Wie auch in den Simulationsergebnissen in Kapitel 3.1.1 liegen die niedrigsten Beiwerte bei den kleinsten Druckquotienten. Hay und Lampard (1995) betitelt, trotz der Abweichungen, die Ergebnisse zwischen ihnen und Benmansour (1981) als im Einklang stehend.

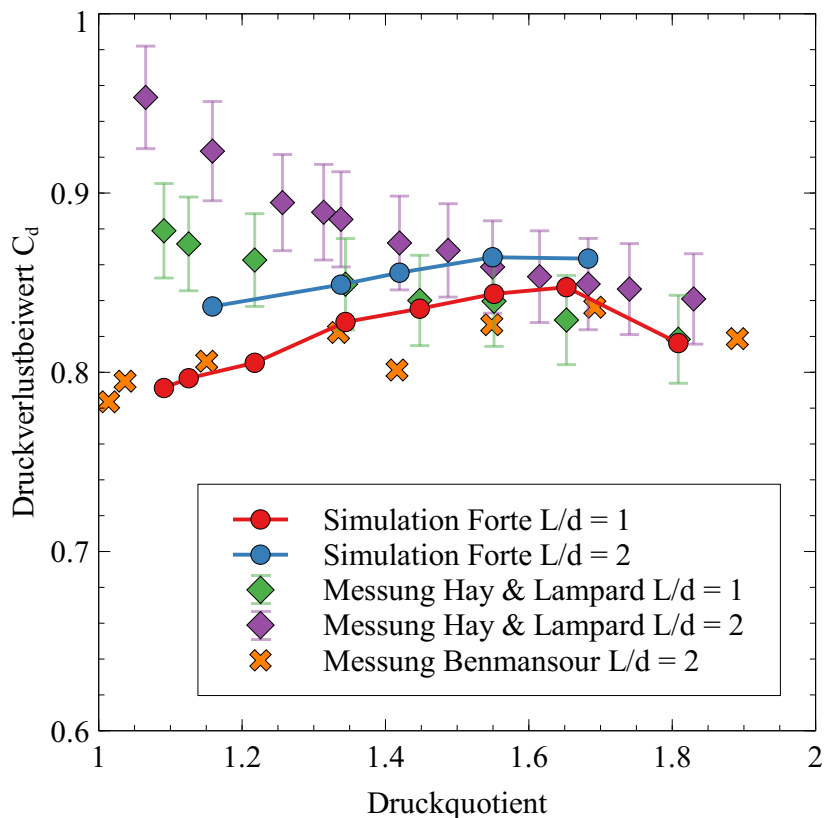


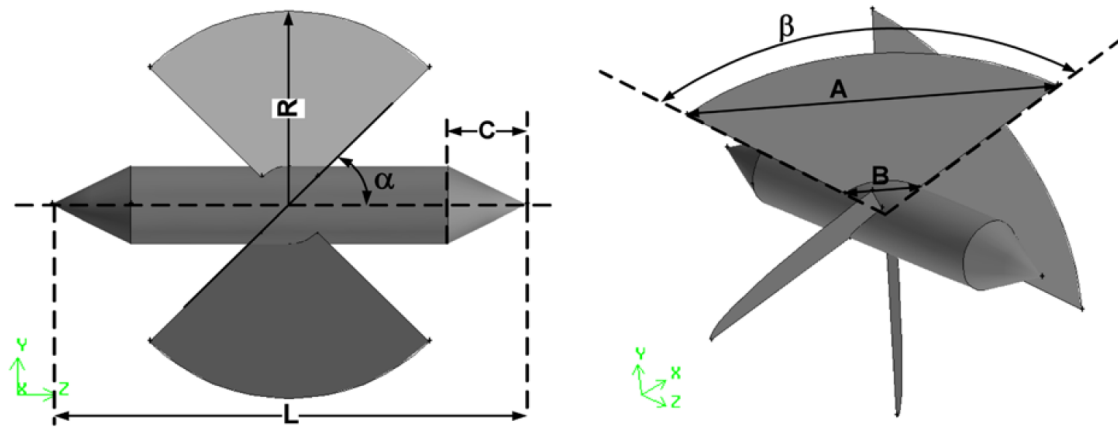
Abbildung 3.6: Alle Simulationsergebnisse des Druckverlustbeiwerts für $L/d = 1$ und $L/d = 2$ im Vergleich mit den Messungen von Hay und Lampard (1995) und Benmansour (1981)

3.2 Wärmeübergang und Drall

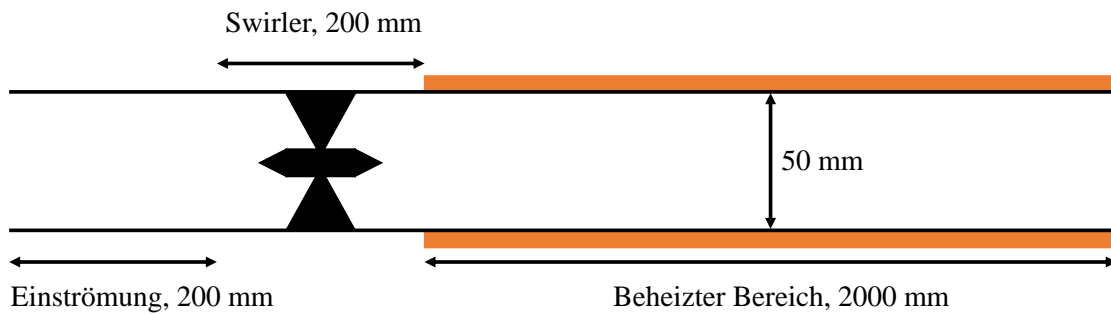
3.2.1 Veröffentlichung 3: Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad

Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) untersuchen, welche Auswirkungen der Drall einer Strömung auf den Wärmeübergang zwischen Fluid und einer beheizten Wand hat. Dafür werden verschiedene Drallgeneratoren (Swirler), bestehend aus einem zylindrischen Körper und vier Leitblechen mit einer Stärke von 0.4 mm (siehe Abb. 3.7), in einem Rohr platziert und mit Luft bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten angeströmt. Sie haben drei Swirler mit verschiedenen Leitbleche bei unterschiedlichen Anstellwinkeln und bei variierender Reynoldszahl der Strömung eingesetzt. Als Bedingung wird festgelegt, dass das Fluid sich innerhalb des beheizten Rohrs um 30 K erwärmen soll. Daraufhin wird die Nußelt Zahl gemessen und die Swirl Zahl aus den Simulationen bestimmt.

Für die Validierung wird Swirler Nummer 1 mit $\alpha = 30^\circ$ und eine Reynoldszahl von 30000 gewählt. Dieser Swirler ist 60 mm lang und befindet sich mittig in einem 200 mm langen Rohr mit einem Innendurchmesser von 50 mm und einem Außendurchmesser von 55 mm. Stromabwärts folgt direkt ein beheiztes Rohr mit einer Länge von 2000 mm und gleichem



(a) Swirler Geometrie für Swirler 1 mit $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 126^\circ$, $A = 71$ mm, $B = 14$ mm, $L = 60$ mm, $C = 10$ mm, $R = 25$ mm aus Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010)



(b) Simulationsaufbau für die Validierung von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010)

Abbildung 3.7: Swirler Geometrie und Skizzendarstellung der Gesamtsimulation

Durchmesser (wie in Abbildung 3.7b dargestellt). Der Einströmbereich ist im realen Experiment 3000 mm lang, er wird jedoch für die Simulation auf 200 mm gekürzt, um die Anzahl an Elementen zu reduzieren. Als Randbedingungen wird die Geschwindigkeit am Einlass und ein Druck von 1 atm am Auslass festgelegt. Die Geschwindigkeit wird über die vorgegebene Reynoldszahl $Re = \frac{\rho v d}{\eta}$ berechnet. Die benötigte Leistung \dot{Q} um die Strömung zu erwärmen wird über

$$\dot{Q} = \dot{m} c_p (T_{m,aus} - T_{m,ein}) \quad (3.3)$$

mit dem Massenstrom \dot{m} , der Wärmekapazität c_p und den mittleren Temperaturen $T_{m,aus}$ und $T_{m,ein}$ am Ein- und Ausfluss berechnet. Wie genau Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) die mittleren Temperaturen berechnen wird nicht erläutert, deshalb wird angenommen, dass es sich um den flächengewichteten Mittelwert der Temperatur an jenem

Querschnitt handelt. Die Autoren nehmen an, dass die mittlere Temperatur des Fluids linear entlang des Heizrohrs ansteigt und setzen dafür den folgenden Term

$$T_m(y) = T_{m,\text{ein}} + \frac{J_{\text{Wand}} y \pi D}{\dot{m} c_p} \quad (3.4)$$

mit der Wärmestromdichte $J = \dot{Q}/A$ (mit der Mantelfläche der Rohrrinnenseite A), der Koordinate entlang der Achse des beheizten Rohrs y und dem Rohrdurchmesser D an. Damit lässt sich der Wärmeübergangskoeffizient h und die Nußelt Zahl Nu berechnen mit

$$h = \frac{J_{\text{Wand}}}{T_{\text{Wand}}(y) - T_m(y)} \quad (3.5)$$

und

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \quad (3.6)$$

mit der Wandtemperatur T_{Wand} und der Wärmeleitfähigkeit λ der Luft.

Da in Ansys Forte 2021 R2 nicht die Wärmeleistung, sondern lediglich die Wandtemperatur angegeben werden kann, müssen für die Validierung zunächst die Wandtemperaturen entlang des Rohrs berechnet werden. Dafür wird die Messung der Nußelt Zahlen herangezogen. Über eine Umformung der beiden vorhergegangenen Formel lässt sich

$$T_{\text{Wand}}(y) = \frac{J_{\text{Wand}} D}{Nu} + T_m(y) \quad (3.7)$$

mit gemessenen (D , Nu , J_{Wand}) und angenommenen Größen (T_m) aufstellen und damit die Wandtemperatur bestimmen. Da die Nußelt Zahl nicht an allen Querschnitten des beheizten Rohrs gemessen ist, wird durch alle Werte der so berechneten Temperaturen ein Polynom vierten Grades gelegt und somit die Wandtemperatur über das gesamte Rohr bestimmt. Die Temperaturen lassen sich mithilfe einer Lookup-Tabelle der Wand Randbedingung in Forte hinzufügen. In 1 cm Abständen werden vier Temperaturpunkte entlang des jeweiligen Querschnitts an die Wand über den gesamten beheizten Bereich gesetzt (siehe Abb 3.8). Dies sorgt für eine einheitliche Wandtemperatur entlang des gesamten jeweiligen Querschnitts. Im Experiment wird die Wärme mithilfe eines elektrischen Heizdrahts eingebracht.

Die Swirl Zahl wird, wie in Kapitel 2.5 beschrieben, mit

$$S = \frac{\int_0^R \rho v_t v_a r \, dA}{R \int_0^R \rho v_a^2 \, dA} \quad (3.8)$$

berechnet. In Ansys werden die Größen aus den Geschwindigkeitskomponenten berechnet. Das Visualisierungsprogramm zugehörig zu Ansys Forte ist Ansys EnSight. In diesem wird der Geschwindigkeitsvektor v jedes Elements mit seinen Anteilen in die Raumrichtungen

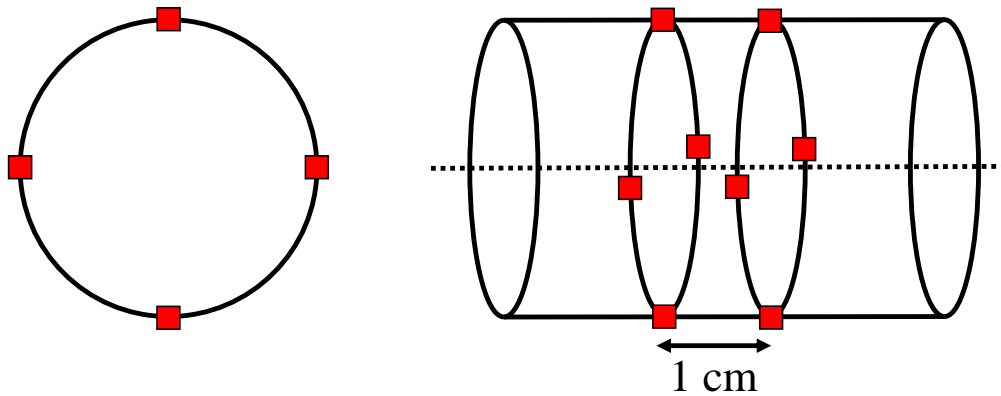


Abbildung 3.8: Festlegung der Wandtemperatur an den roten Koordinaten

ausgegeben. Die benötigte Axialgeschwindigkeit ist lediglich der Anteil der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung. Die Tangentialgeschwindigkeit v_t muss aus den Geschwindigkeitsanteilen zusammengesetzt werden. Ist die Axialrichtung entlang der y-Achse, so können die Komponenten des Tangentialvektors mit einer Projektion des Geschwindigkeitsvektors v auf den Tangentialvektor v_t , der aus den Koordinaten des Fluidelements bestimmt werden kann, berechnet werden durch

$$v_{t,x} = \frac{(-K_z)(v_x \cdot (-K_x) + v_z \cdot K_x)}{K_x^2 + K_z^2} \quad (3.9)$$

$$v_{t,z} = \frac{(K_x)(v_x \cdot (-K_x) + v_z \cdot K_x)}{K_x^2 + K_z^2} \quad (3.10)$$

mit den Koordinaten der Elemente K_x und K_z und den Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z . Damit ergibt sich die Tangentialgeschwindigkeit mit $v_t = \sqrt{v_{t,x}^2 + v_{t,z}^2}$. Diese Größen werden in Abbildung 3.9 dargestellt, in der ein Kreis das Rohr andeutet und der Koordinatenursprung sich im Mittelpunkt dessen befindet.

Im Experiment von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) wird die Rohrinnentemperatur $T_{\text{Wand},i}$ über die gemessene Rohraußentemperatur $T_{\text{Wand},o}$ mit der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung für zylindrische Wände

$$T_{\text{Wand},i} = T_{\text{Wand},o} - J_{\text{Wand}} \frac{D_i \ln D_o / D_i}{2\lambda_{\text{Wand}}} \quad (3.11)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit der Wand λ_{Wand} , dem inneren und dem äußeren Durchmesser des Rohrs D_i und D_o berechnet.

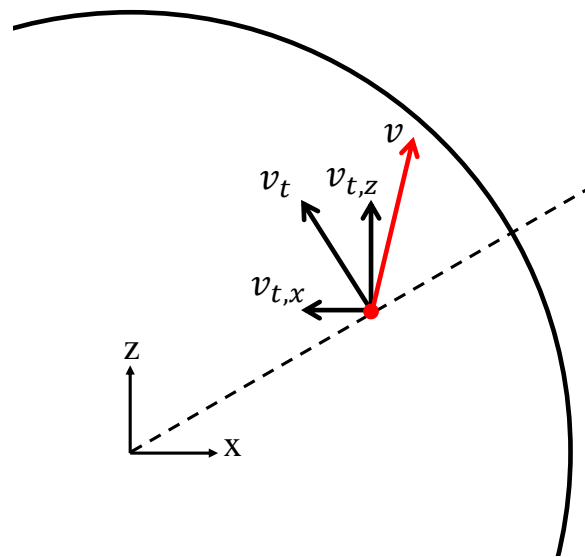


Abbildung 3.9: Berechnung der Tangentialgeschwindigkeit

3.2.2 Simulationsergebnisse

Zunächst werden zwei Simulationen ohne Swirler zu den globalen Netzgrößen 0.5 cm und 0.35 cm betrachtet. An allen Wänden wird eine Netzverfeinerung von 1/8 der globalen Netzgröße gewählt und die Wandtemperaturen sind die gleichen wie in den Simulationen mit Swirler. Die Nußelt Zahl und die mittlere Temperatur entlang des Heizrohrs sind in Abbildung 3.10 abgebildet. Für die Darstellungen im Rahmen dieser Validierung wird stets die y-Koordinate mit dem Rohrdurchmesser D normiert.

Es lässt sich erkennen, dass am Beginn des beheizten Bereichs eine große Nußelt Zahl vorliegt, was aus dem ersten Kontakt von Strömung und wärmerer Rohrwand resultiert. Dahinter sinkt die Nußelt Zahl stark ab und bleibt bis zum Ende des Heizrohrs auf einem Niveau, wobei bei dem feineren Netz stets höhere Nußelt Zahlen vorliegen. In Abbildung 3.10b ist zu erkennen, dass die mittlere Fluidtemperatur für beide Netze linear ansteigt. Auch hier liegt das Ergebnis aus der Berechnung mit dem feineren Netz ab ca. 1/4 der Strecke sichtbar über dem des anderen Netzes. Dabei erwärmt sich die mittlere Temperatur beim feinen Netz um 34.03 K, bei dem Gröberen sind es 32.08 K.

In ersten Simulationen mit einem groben Netz wird das Fluid um deutlich weniger als die gewünschten 30 K über die Teststrecke erwärmt. Deshalb ist klar geworden, dass auch hier die Elementgröße einen sehr großen Einfluss auf das Simulationsergebnis hat. In Tabelle 3.3 sind verschiedene Simulationsparameter und Ergebnisse relevanter Simulationen, bei denen sowohl die Erwärmung der Strömung als auch die Swirl Zahl angemessen betrachtet werden können, dargestellt. Die Bezeichnungen sind mit No_1_x_y mit dem Namen des Swirlers S1 als No_1, der Dateinummer x und der Fallnummer y definiert. Innerhalb einer Forte Datei lassen sich mehrere Fälle speichern die sich durch ausgewählte Einstellungen, wie z. B. die

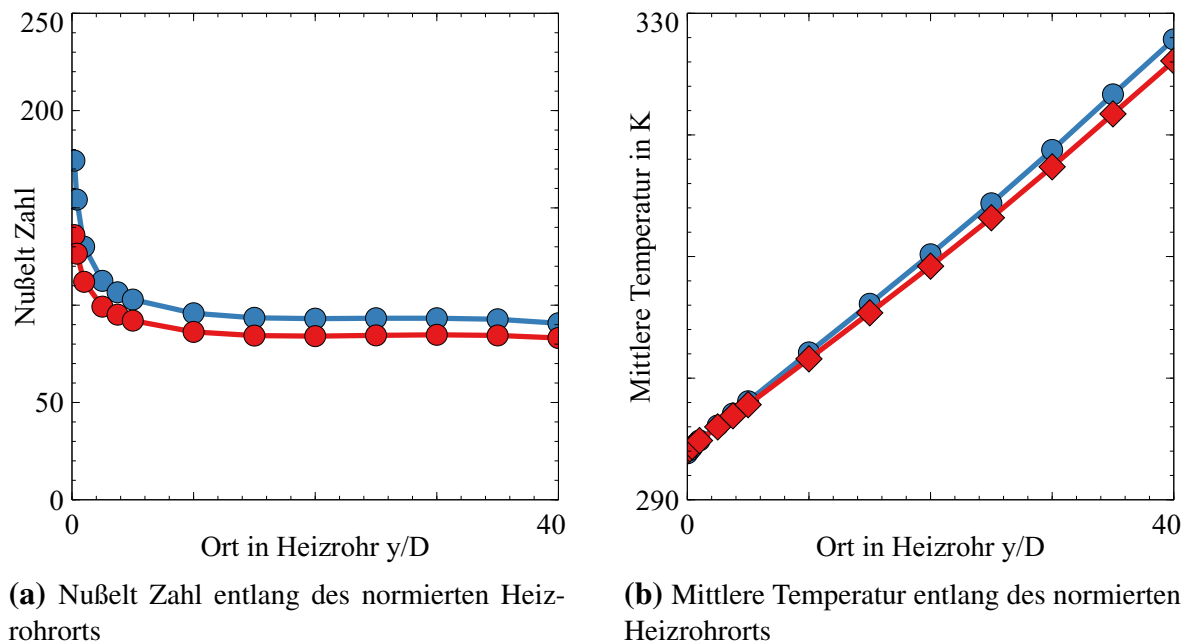


Abbildung 3.10: Nußelt Zahl für Rohr ohne Swirler für eine globale Netzgröße von 0.5 cm (rot) und 0.35 cm (blau)

Tabelle 3.3: Simulationsparameter und Ergebnisgrößen für die Validierung von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) mit Forte

Bezeichnung	globale Netzgröße	# Elemente	Rechenzeit	ΔT_m in K	Netz Swirler
No_1_6_1	0.5 cm	$3.23 \cdot 10^6$	ca. 6 d	25.274	1/16
No_1_7_1	0.5 cm	$3.23 \cdot 10^6$	ca. 6 d	26.817	1/16
No_1_7_2	0.4 cm	$5.13 \cdot 10^6$	ca. 6 d	31.937	1/16
No_1_9_1	0.6 cm	$3.41 \cdot 10^6$	ca. 9.5 d	24.705	1/32

Netzgröße oder die Einströmtemperatur, unterscheiden. Zwischen zwei Dateinummern liegen in der Regel größere Unterschiede, wie eine Anpassung der Geometrie. ΔT_m bezeichnet die Differenz der mittleren Temperatur am Beginn und am Ende des beheizten Rohrs. Mit „Netz Swirler“ ist der Faktor gemeint, um den die Zellen am Swirler feiner vernetzt sind als die globale Netzgröße. Dabei ist das Netz an allen Rohrwänden immer 1/8 der jeweiligen globalen Netzgröße. Es ist zu erkennen, dass alle Simulationen eine große Anzahl an Elementen aufweisen und dadurch eine lange Rechenzeit erfordern, bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat.

In Abbildung 3.12 sind die Nußelt Zahl und die Wandtemperatur der vier Simulationen gegeben. Die Unsicherheit für die experimentelle Bestimmung der Nußelt Zahl ist laut Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) 6.5 %. Da die gemessene Eintrittstemperatur der Luft in das System nicht von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) gegeben ist, werden die Simulationen so aufgebaut, dass das Fluid am Beginn des beheizten Bereichs eine

mittlere Temperatur von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ hat.

In Abbildung 3.11 sind die Nußelt Zahl und die mittlere Temperatur über dem dimensionslosen Heizrohr für die vier Simulationen abgebildet. Darunter befindet sich Abbildung 3.12 mit den Swirl Zahlen der Simulationen. Da die Swirl Zahl sich nicht messen lässt, wird das Simulationsergebnis von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) als Vergleich, aber nicht als Validierung, mit abgebildet. Es ist zu erkennen, dass sich die Verläufe der Nußelt Zahl deutlich unterscheiden. Besonders im Anfangsgebiet weichen die Steigungen der Graphen voneinander ab und es wird deutlich, dass je feiner das globale Netz ist, desto weniger fällt die Nusselt Zahl entlang der Strecke ab.

Der Unterschied zwischen No_1_6_1 und No_1_7_1 ist lediglich die Einstromtemperatur. Dies zeigt sich deutlich in Abbildung 3.11b, in der eine Verschiebung der mittleren Temperatur zwischen diesen beiden zu erkennen ist. Diese zu hohe Einstromtemperatur für No_1_6_1 resultiert aus einer neuen Vernetzung zu dessen vorhergegangener Simulation, da dadurch die Temperaturentwicklung über den Swirler sich verändert hat. Diese Abweichung ist für No_1_7_1 korrigiert. Trotz dessen unterscheiden sich die Nußelt Zahlen dieser Simulationen kaum.

Die Entwicklung der Swirl Zahl ist in allen Simulation ähnlich. Bei zunächst großer Swirl Zahl direkt hinter dem Swirler reduziert sich die Drallbewegung leicht hyperbelförmig entlang des Rohrs. Die Graphen weisen eine leichte Rotation untereinander auf, sodass z. B. No_1_9_1 zu Beginn die niedrigste Swirl Zahl und am Austritt die höchste Swirl Zahl aus gibt.

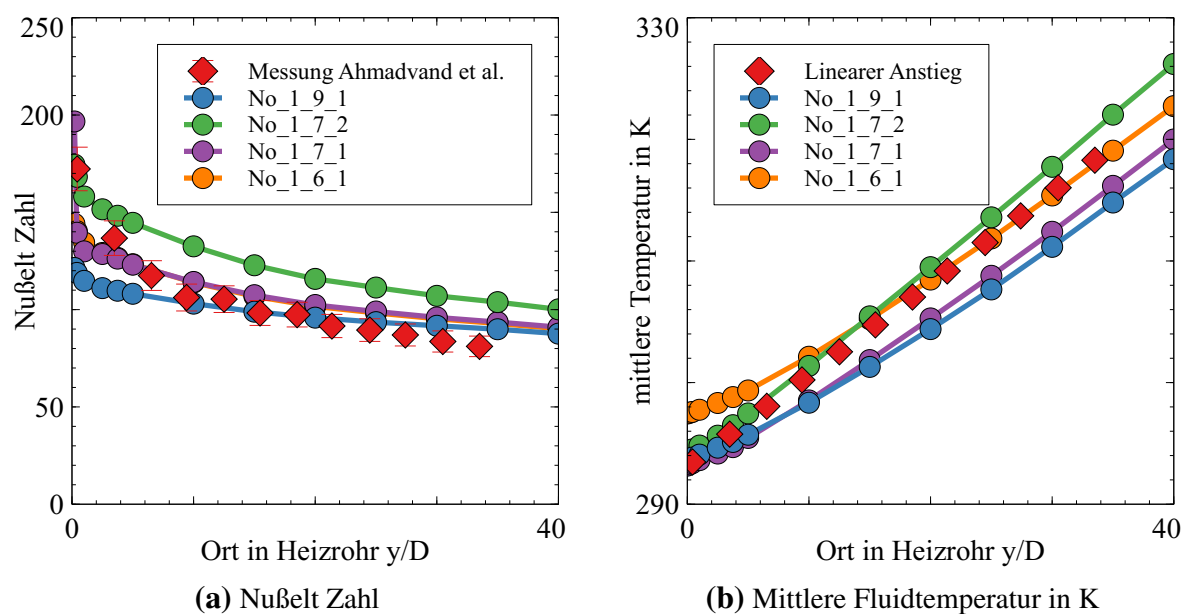


Abbildung 3.11: Nußelt Zahl und mittlere Fluidtemperatur verschiedener Simulationen über dem dimensionslosen Heizrohrort

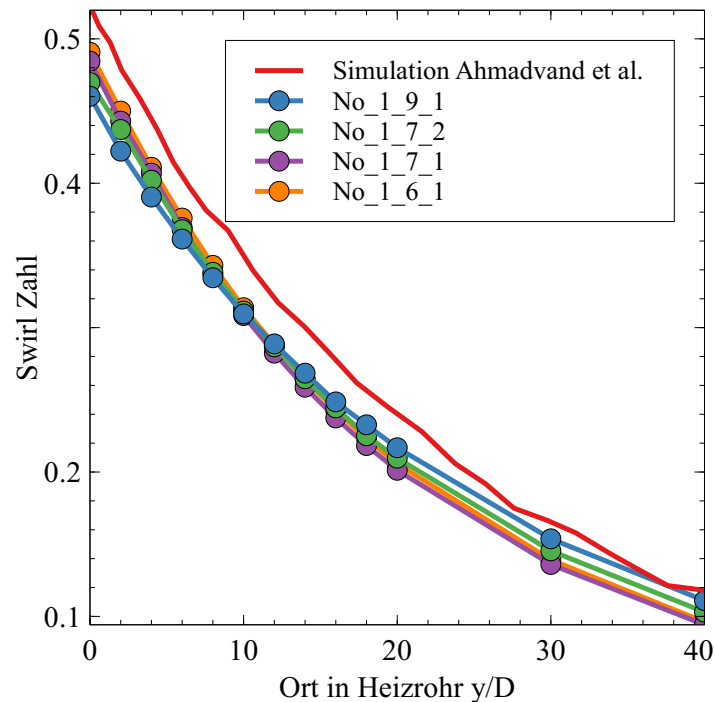


Abbildung 3.12: Entwicklung der Swirl Zahl für aus der Simulation von (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010) und der Forte Simulationen No_1_9_1, No_1_7_2, No_1_7_1 und No_1_6_1

Zur weiteren Analyse ist eine feine Vernetzung des Swirlers auf $1/32$ bei einer globalen Netzgröße von 0.5 cm angedacht. Dies ist jedoch mit der genutzten Geometrie nicht möglich, da es zu einer Fehlermeldung bei der Netzerstellung in Forte kommt. Nach einer Rücksprache mit der Entwicklung von Forte ist klar geworden, dass es eine Einschränkung für den Verfeinerungsgrad in Abhängigkeit der Geometriegrenzen und der globalen Netzgröße gibt, sodass für eine Verfeinerung von $1/32$ das Rohr verkürzt werden muss. Somit wird das beheizte Rohr von 2000 mm auf 100 mm gekürzt (somit auf ein $(y/D)_{\max}$ von 2), um neben der Fehlerbehebung auch zusätzlich Rechenzeit einzusparen. Diese Geometrie wird mit einer globalen Netzgröße von 0.5 cm und 0.35 cm . Die jeweiligen Netze haben ca. $2.27 \cdot 10^6$ und $4.64 \cdot 10^6$ Zellen. Die Berechnung für ersteres hat 31 h und für das zweite Netz 136 h Zeit beansprucht.

Während die Swirl Zahl der beiden Simulationen für sich und auch im Vergleich mit den vorherigen Simulationen in diesem Gebiet gleich ist, unterscheiden sich die Nußelt Zahlen. In Abbildung 3.13 sind diese, ein Messwert und die Ergebnisse aus der Simulation von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) dargestellt. No_1_10_1 ist die Simulation mit der globalen Netzgröße von 0.35 cm , No_1_10_2 ist die Berechnung mit der globalen Netzgröße von 0.5 cm . Am ersten Simulationswert unterscheiden sich die Nußelt Zahlen der beiden Netz um ca. 50 , dennoch schneiden sich die Graphen in der Mitte und haben einen ähnlichen Verlauf auf der rechten Seite.

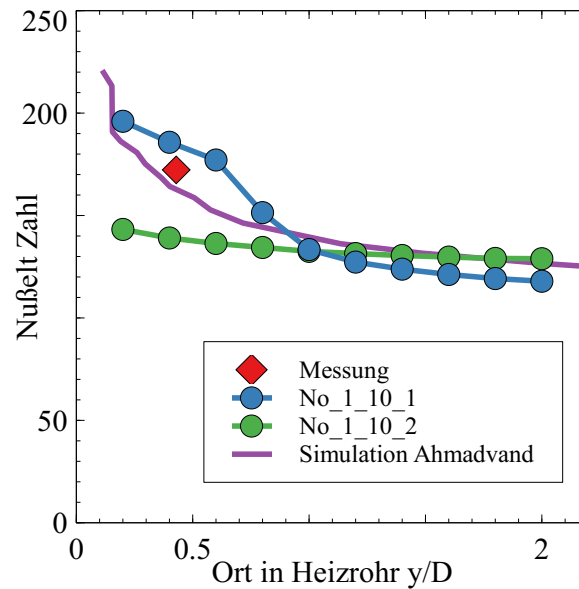
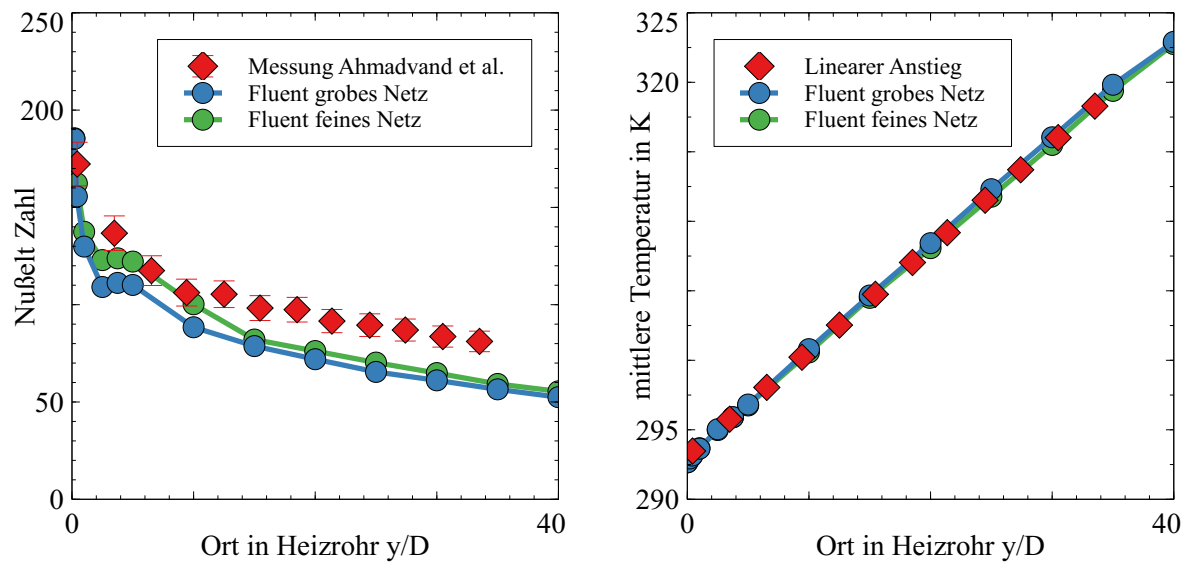


Abbildung 3.13: Entwicklung der Nußelt Zahl für No_1_10_1 und No_1_10_2 und den Angaben von (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010)

Diese Geometrie wird ebenso in Fluent mit einem gröberen und einem feineren Netz simuliert. Der Rohrbereich um den Swirler wird dabei jeweils feiner vernetzt als das Netz in den restlichen Rohrabschnitten. Die Parameter dieser Simulationen sind in Tabelle 3.4 dargestellt. In Abbildung 3.14 sind Nußelt Zahl, die Bulktemperatur und die Swirl Zahl der beiden Simulationen gezeigt. Obwohl die mittlere Temperatur linear entlang des Heizrohrs ansteigt, ergeben sich deutlich niedrigere Nußelt-Zahlen als in der Messung ermittelt sind. Dabei beginnt der Graph auf einem hohen Niveau, fällt leicht ab, bleibt für eine gewisse Strecke nahezu konstant und fällt dann entlang des restlichen Rohrs. Auch bei der Swirl-Zahl ist eine Verschiebung nach unten zu erkennen, sodass die Werte unter den Ergebnissen aus der Forte Simulation liegen.

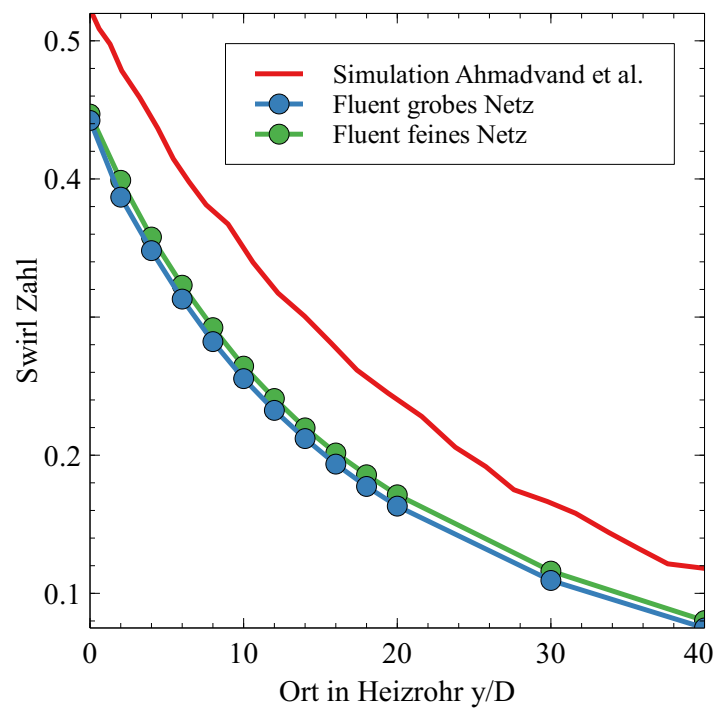
Tabelle 3.4: Simulationsparameter und Ergebnisgrößen für die Validierung von Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad (2010) mit Fluent

Bezeichnung	Netzgröße Swirler	Netzgröße Rohr	# Elemente	ΔT_m in K
Grobes Netz	0.1 cm	0.5 cm	ca. $1.49 \cdot 10^6$	30.251
Feines Netz	0.05 cm	0.35 cm	ca. $5.9 \cdot 10^6$	30.094



(a) Nußelt-Zahl entlang des normierten Heizrohrorts

(b) Mittlere Temperatur in K entlang des normierten Heizrohrorts



(c) Entwicklung der Swirl Zahl für aus der Simulation von (Ahmadvand, Najafi und Shahidinejad, 2010) und der Fluent Simulationen

Abbildung 3.14: Auswertung der Nußelt-Zahl, der mittleren Temperatur und der Swirl-Zahl aus der Simulation mit Fluent für zwei Netzen

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die simulierten Strömungsbilder und Geometrien weiter untersucht und diskutiert. Des Weiteren wird ein Anwendungsfall eines Anströmadapters aufgegriffen, um die Einzelthematiken miteinander zu verbinden.

4.1 Betrachtung der Strömungsbilder durch Bohrungen

4.1.1 Einfluss des Drucks

Wie sich der Massenstrom durch Bohrungen mit dem Druckquotienten ändert wurde soweit behandelt, es zeigen sich jedoch noch weitere Effekte in der Strömung. Wie in Kapitel 2.4 erklärt sperren Düsen im überkritischen Druckbereich, das bedeutet, dass maximal Mach 1 auftreten kann und so ist die erste Vermutung, dass es hier genauso ist. Durch nähere Analyse in Forte und Fluent zeigt sich, dass es auch hier zu Überschallströmungen kommen kann. Durch den Querschnittssprung zur Bohrung erfahren die Stromlinien eine starke Einschnürung, können jedoch nicht direkt an der Einströmkante der Bohrung entlang strömen. Die tatsächliche Strömung durchströmt im Bereich des Eintritts also nicht den gesamten Querschnitt der Bohrung. Der Ort des kleinsten Querschnitts wird vena contracta genannt. Durch den kleinen Abstand von Kontraktion und Expansion an den Enden der Bohrung, sowie der vorhanden vena contracta bildet sich ein Strömungsbild wie in einer Lavaldüse aus. Am kleinsten Querschnitt herrscht Mach 1, dahinter kommt es zu einer weiteren Beschleunigung und da diese Düse unterexpandiert kommt es zu Mach'schen Knoten (wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben). Sehr ähnliche Strömungen zeigen Shakouchi u. a. (2019) mit Schlierenbildern aus Versuchen mit dünnen Blenden.

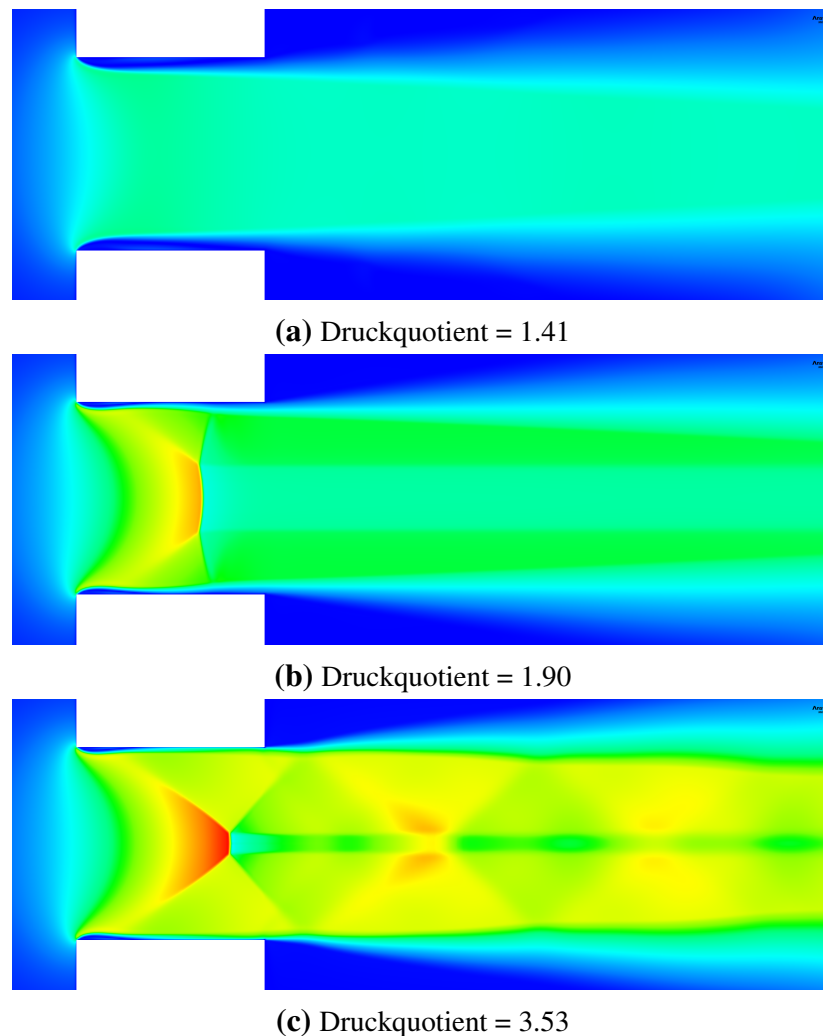


Abbildung 4.1: Darstellung der Mach-Zahlen bei unterschiedlichen Druckverhältnissen bei $p_{\text{Kammer}} = 97.1 \text{ kPa}$ der Platte S7 von Kayser und Shambaugh (1991). Mit $Ma_{\text{max}} = 2.089$. Berechnet mit Fluent

4.1.2 Einfluss des Länge zu Durchmesser Verhältnis

Wie von Ward-Smith (1979) untersucht, unterscheiden sich die Störungsbilder innerhalb und hinter einer Bohrung je nach Länge der Bohrung bei konstanten Druckbedingungen. Bei einem sehr großen Länge zu Durchmesser Verhältnis (je nach Geometrie, $> \text{ca. } 7\text{-}10$) weitet sich nach der vena contracta die Strömung auf und bildet eine vollständig wieder angelegte Strömung, an der sie bis zum Austritt Reibungsverluste und somit eine Verlangsamung erfährt, sodass die Austrittsgeschwindigkeit maximal einfache Schallgeschwindigkeit beträgt (Riedmüller, 2016). Bei kürzeren Längen (in einem bestimmten Bereich des Länge zu Durchmesser Verhältnis) findet das Fluid ebenso wieder zurück zur Wand, jedoch folgt die Expansion der Strömung durch das Erreichen des Lochendes deutlich früher. Dadurch kann es, je nach Druckverhältnissen, zu einer weiteren Beschleunigung des Fluids kommen und sogar zu Überschallgeschwindigkeiten innerhalb und hinter der Bohrung (wie in Abbildung

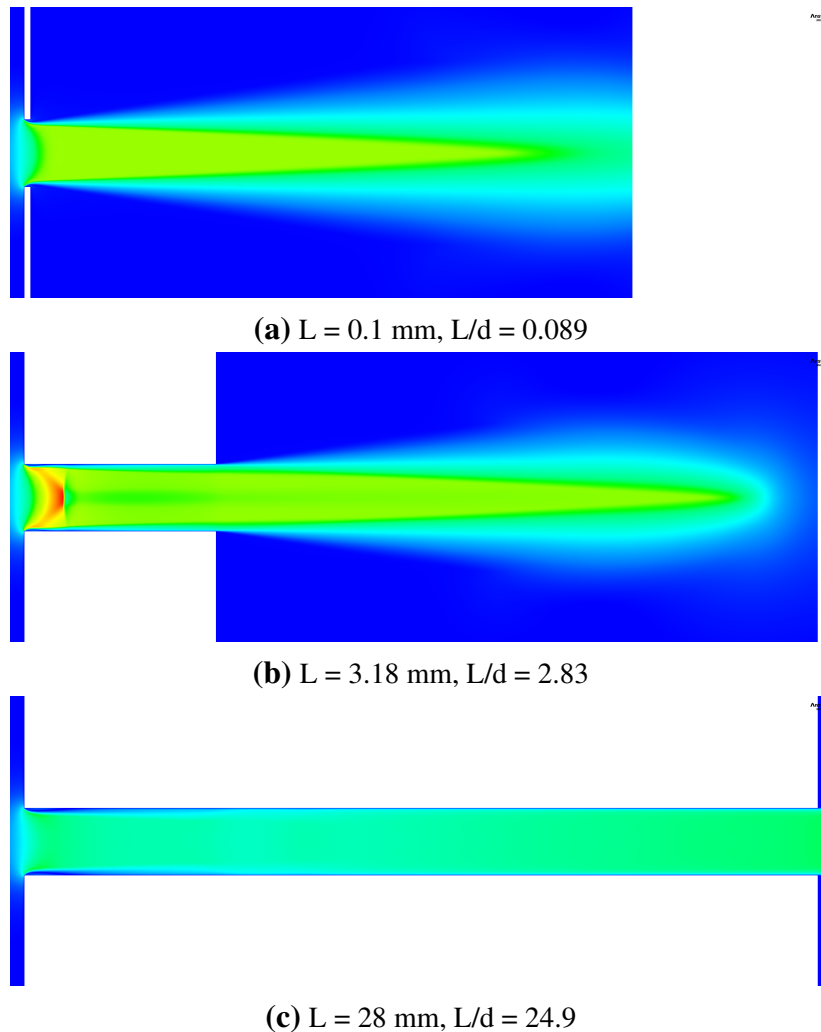


Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsbild bei unterschiedlichen Längen und identischen Druckverhältnissen bei $p_{\text{Kammer}} = 97.1 \text{ kPa}$, $p_{\text{Umgebung}} = 182.8 \text{ kPa}$, Rot entspricht $Ma_{\text{max}} = 1.616$ und $d = 1.125 \text{ mm}$ bei allen. Berechnet mit Fluent

4.2b rot gefärbt zu erkennen). Bei sehr kurzen Bohrungen mit einem Länge zu Durchmesser Verhältnis kleiner als eins (dann auch Blendenströmung genannt) erreicht die expandierende Strömung hinter der vena contracta nicht mehr die Lochwand, sondern expandiert in die Umgebung auf.

Diese drei Bereiche lassen sich ebenso in der Auswertung des Druckverlustbeiwerts erkennen. Ward-Smith (1979) hat zusätzlich beschrieben, wie sich L/d auf den Druckverlustbeiwert am kritischen Druckverhältnis ($p_{\text{ein}} = 182806 \text{ Pa}$, $p_{\text{aus}} = 97100 \text{ Pa}$) auswirkt und nennt ihn deshalb den kritischen Druckverlustbeiwert C_d^* . In Abbildung 4.3 sind die kritischen Druckverlustbeiwerte für unterschiedliche Bohrungen von $L/d = 0.089$ bis $L/d = 24.9$ abgebildet. Es ist zu erkennen, dass bei mittleren L/d Werten (ca. 1 bis 7) C_d^* am höchsten ist. Wird die Bohrung länger, fällt C_d^* stark ab. Bei sehr schmalen Bohrungen kommt es ebenso zu einem starken Abfall. Dies ist jedoch gegenteilig zur Untersuchung von Ward-Smith

(1979). Er sagt aus, dass der Druckverlustbeiwert von bei einer Annäherung von $L/d = 1$ zu $L/d = 0$ weiter ansteigt, da die vena contracta bei fallendem L/d größer werden und somit die Strömung eine größere Querschnittsfläche besitzen soll.

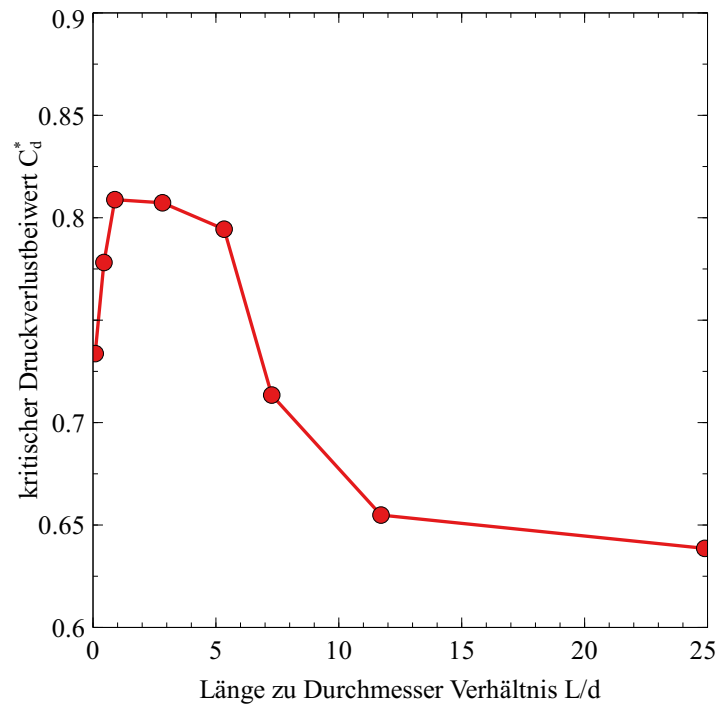


Abbildung 4.3: Kritische Druckverlustbeiwerte von Bohrungen in Abhängigkeit des Länge zu Durchmesser Verhältnis L/d bei $d = 1.125$ mm. Berechnet mit Fluent.

4.2 Anströmadapter

Um die einzelnen Analysen von Strömung, Wärmeübergang und Swirl zusammenzuführen wird ein Anströmadapter simuliert, der in einem Heißgasprüfstand verwendet wird, um Testkolben thermisch und mechanisch zyklisch stark belastet, um die Rissbildung zu untersuchen. Thermisch belastet wird mit den Edukten aus der Erdgasverbrennung, die mithilfe des Anströmadapters an den Kolben herangeführt werden (siehe Abbildung 4.4).

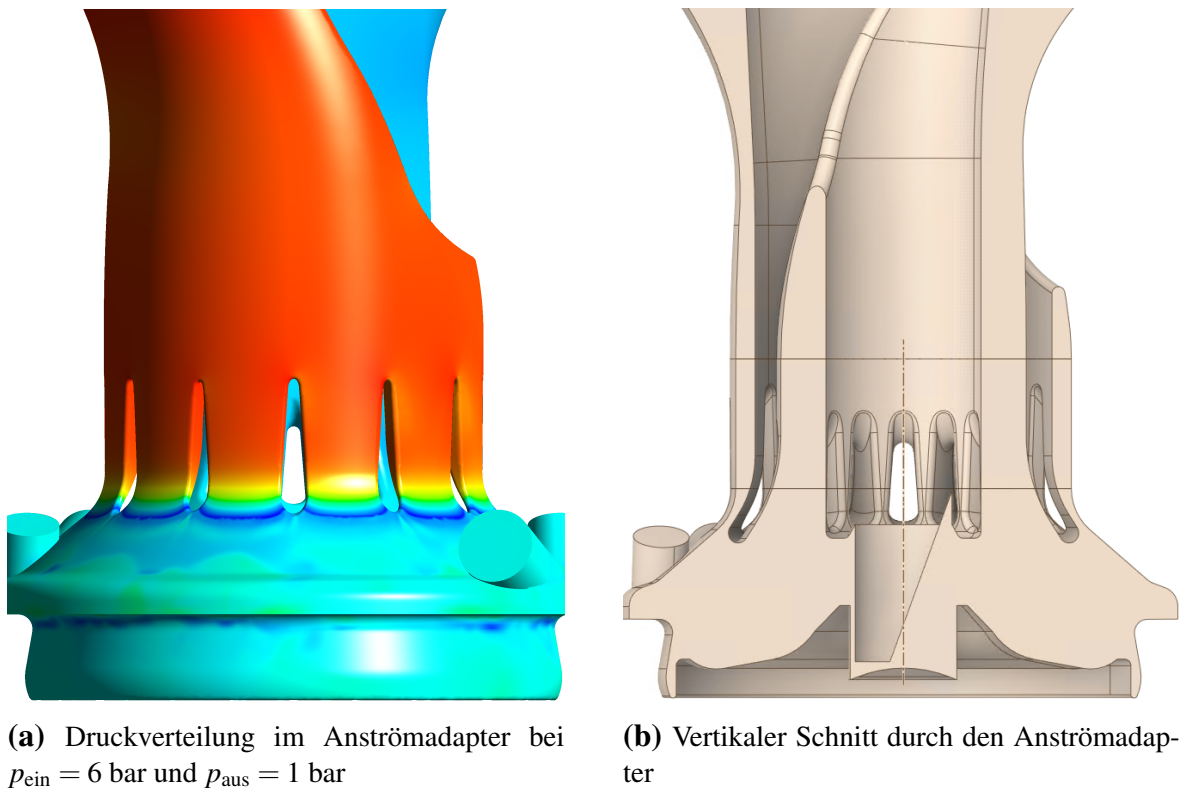
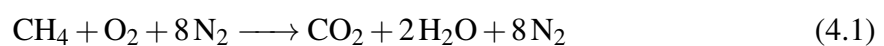


Abbildung 4.4: Darstellung des Adapters

Die direkte Anströmung folgt einer Durchströmung von zwölf schmalen Kanälen (äußere rote Geometrie). Durch die Geometrie des Kolbens erfährt die Strömung eine Richtungs-umkehr und strömt in der Mitte des Kolbens und somit aus dem Anströmadapter (innere blaue Geometrie) durch zwölf etwas größere Kanäle. Das Heißgas setzt sich nach der Reaktionsgleichung



aus Kohlenstoffdioxid, Wasser und Stickstoff zusammen und wird in Forte und Fluent eingestellt. Für die stationäre Simulation in Ansys werden die Messgrößen am Ende eines gemessenen Zyklus verwendet, um möglichst stationäre Messwerte auszuwählen, wobei ein

Zyklus einer Anströmphase von 170 s und einer Abkühlphase von 85 s entspricht. Die relevanten Größen für die Simulation sind die Einströmtemperatur am Flansch, die Temperatur am Ausströmflansch, der Massenstrom und verschiedene Temperatursensoren am Kolben. Die Einströmspalt sind ca. 1.13 mm tief und ca. 8.4 mm breit und besitzen einen konvergenten und einen divergenten Teil. In Abbildung 4.5 ist ein Querschnitt des Adapters durch die Mitte eines Anströmspalt abgebildet, wobei in der linken Hälfte ist der Einströmspalt und rechts davon ein Ausströmspalt zu erkennen sind. Vor dem Erreichen der engsten Stelle teilt sich die Hauptströmung in zwölf gleiche flache Kanäle auf, die 3 mm tief, ca. 13 mm lang und ca. 10 mm breit sind.

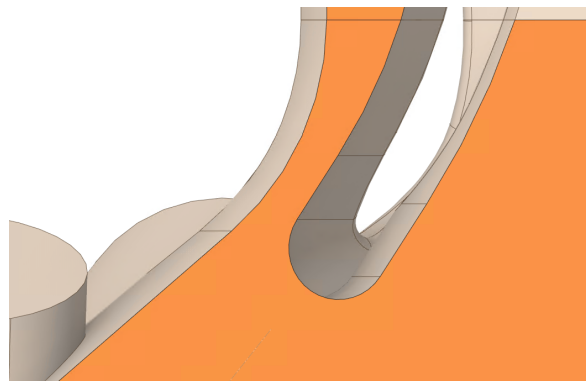


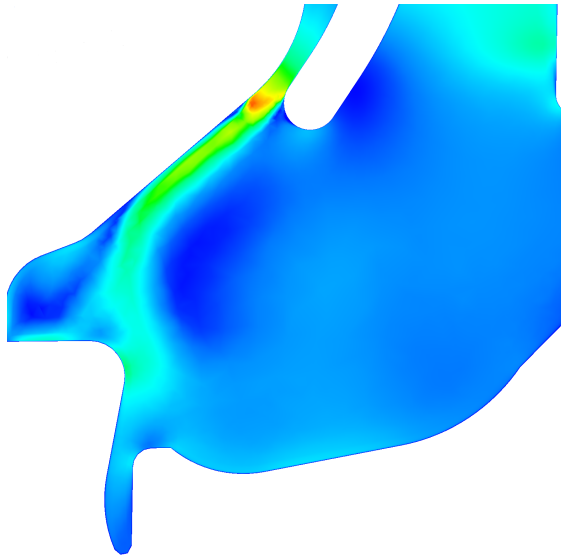
Abbildung 4.5: Querschnitt des Anström-Adapters zur Visualisierung der Einströmspalt, Orange = Querschnittsfläche

Die Simulationsparameter aus der Messung sind eine Einströmtemperatur von 1063.06 K und verschiedene Temperaturmesspunkte am Kolben. Für die Simulation wird die gemessene Temperatur von 532.21 K der Mitte der Kolbenoberfläche für den gesamten Kolben als Randbedingung festgelegt. Die Ausströmtemperatur bei $p_{\text{ein}} = 4.7$ bar und $p_{\text{aus}} = 2.4$ bar der Messung beträgt 997.1 K für, aus einer Überprüfungsrechnung mit Fluent resultiert eine Ausströmtemperatur von 996.7 K.

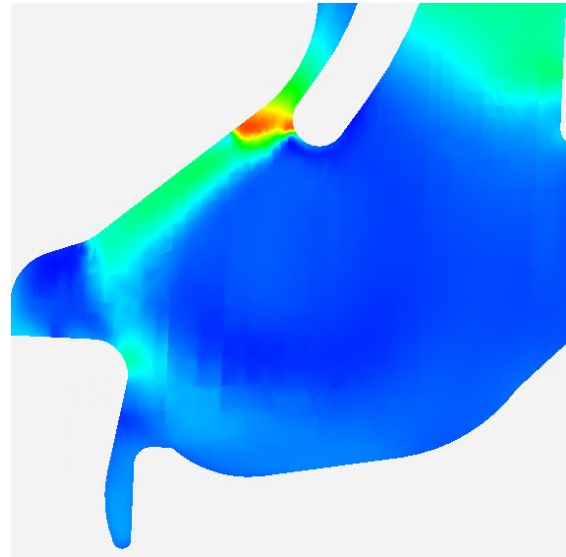
Für die Druckverhältnisse $p_{\text{ein}} = 6$ bar und $p_{\text{aus}} = 1$ bar werden Simulationen in Forte und Fluent durchgeführt. In Forte hat das Gitter ca. $4.93 \cdot 10^6$ Elemente, Fluent hat mit ca. $7.83 \cdot 10^6$ Elementen gerechnet. Forte hat für eine Simulation von 0.0055 s ca. 7.5 d (184 h) gerechnet. In Fluent wurde die Rechnung nach ca. 4 h gestoppt. Das Ergebnis wird anhand der Mach-Zahl Verteilung in Abbildung 4.6 dargestellt. Es zeigt sich, dass aufgrund der Zuschnürung des Kanals und der Expansion am Austritt bei beiden Berechnungen Überschallgeschwindigkeiten auftreten und die Strömung durch die Kolbengeometrie nach rechts zur Ausströmung an der rechten oberen Ecke umgelenkt wird.

Durch das Anheben des Einströmdrucks erhöhen sich die Geschwindigkeiten durch den Adapter und auch die maximale Mach-Zahl an den Zuströmspalten wachsen. Durch das Zurückkehren der Überschallströmung in den Unterschall kühlt die Strömung ab, sodass trotz kürzerer Wandkontaktzeit die Austrittstemperatur mit steigendem Druckquotienten fällt. Bei

$p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 2$ beträgt $T_{\text{aus}} = 997.1$ K, bei $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 3$ ist $T_{\text{aus}} = 988.7$ K und bei $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 6$ beträgt $T_{\text{aus}} = 980$ K. In Abbildungen 4.7 und 4.8 sind die Verteilungen der Mach-Zahlen und der Temperatur dargestellt.



(a) Darstellung der Mach-Zahl aus Fluent, $Ma_{\text{max}} = 2.25$



(b) Darstellung der Mach-Zahl aus Forte, $Ma_{\text{max}} = 2.3$

Abbildung 4.6: Vergleich der Lösung von Forte und Fluent bei $p_{\text{ein}} = 6$ bar und $p_{\text{aus}} = 1$ bar

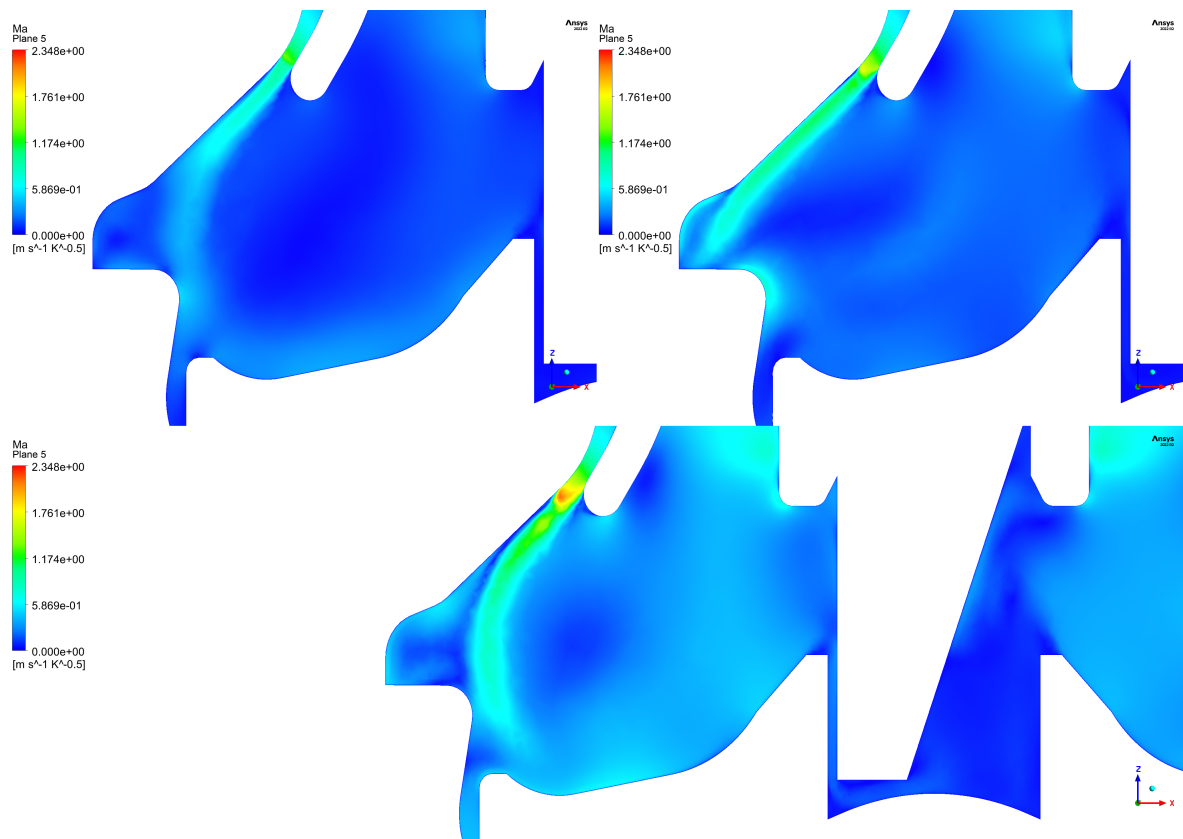


Abbildung 4.7: Darstellung der Mach-Zahl im Anströmadapter für $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 2$ (oben links), $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 3$ (oben rechts) und $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 6$

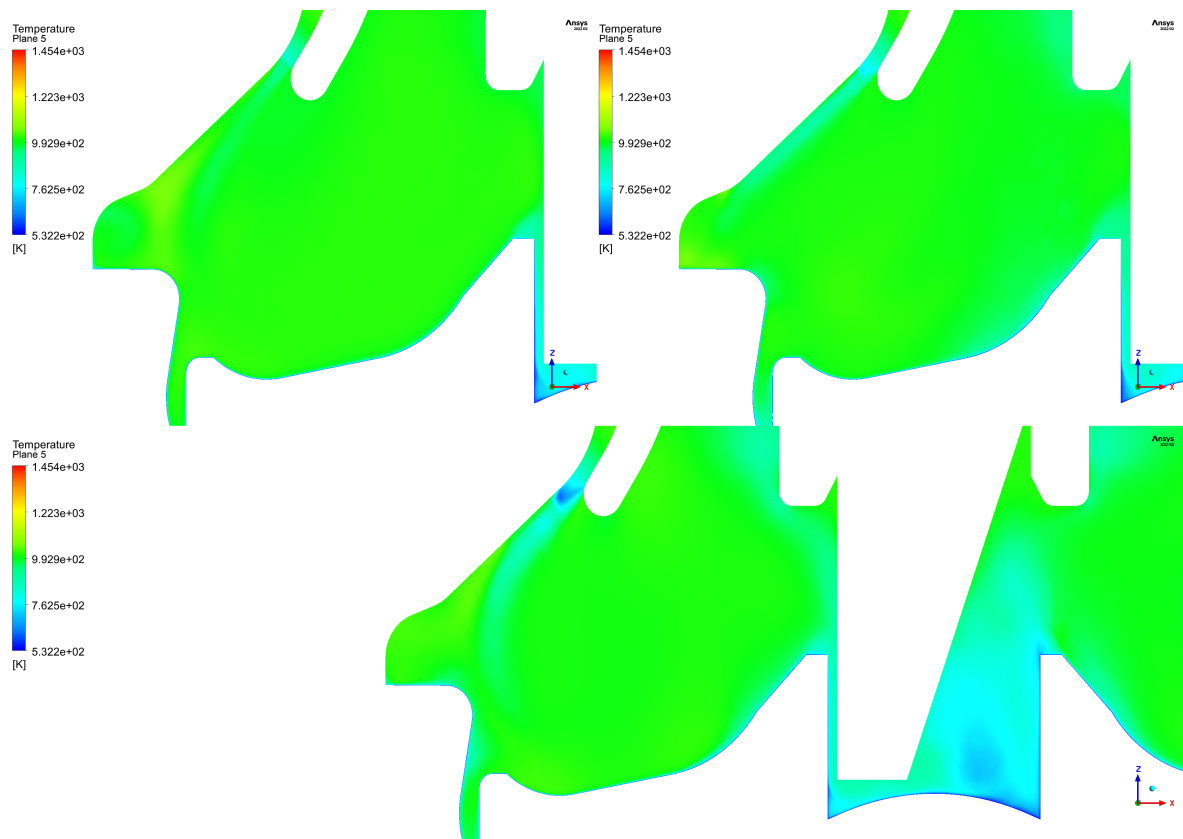


Abbildung 4.8: Darstellung der Temperatur im Anströmadapter für $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 2$ (oben links), $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 3$ (oben rechts) und $p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}} = 6$

Kapitel 5

Zusammenfassung & Ausblick

Diese Arbeit hat sich mit grundlegenden Simulationen von Strömung und Wärmeübergang im Kontext von Vorkammerzündsystemen befasst. Dafür wurde zunächst die Wichtigkeit und Funktionsweise von Vorkammerzündsystemen erläutert und Grundlagen der Strömungsmechanik, der Wärmeübertragung und der Gasdynamik aufgegriffen. Im nächsten Schritt wurden Validierungsrechnungen von Ansys Forte und Ansys Fluent durchgeführt, die die Vorkammerzündkerze grundlegend durch Bohrungsöffnungen und Rohrabschnitte repräsentiert haben. Es konnte gezeigt werden, dass zum einen das Strömungsbild, als auch der Wärmeübergang stark von der Netzgröße abhängt. Daneben konnte gezeigt werden, dass bei niedrigen Druckquotienten niedrigere Druckverlustbeiwerte als bei höheren Druckquotienten resultieren und, dass es dort zu Ergebnisabweichungen zwischen Forte und Fluent kommt. Je nach Dimensionierung der Überströmbohrungen und aufgeprägten Druckbereich kann es zu unterschiedlichen Ausbildungen von Überschallströmungen kommen. Ebenso wurde gezeigt, dass bei dem Kontakt von drallbehafteter Strömung mit einem beheizten Rohr, die Netzgröße einen starken Einfluss auf den resultierenden Wärmeübergang hat.

Aufgrund der langen Rechenzeiten von Forte im Vergleich zu Fluent wird empfohlen Forte dann für die Entwicklung heranzuziehen, wenn ganzheitliche Motorensimulationen durchgeführt werden. Forte liefert bei geeignetem Netz aussagekräftige Resultate, jedoch dürfen die Kosten, im Hinblick auf die Zeit, nicht den Nutzen überwiegen.

Aufbauend auf diesen Erkenntnissen gibt es verschiedene Möglichkeiten, die in zukünftigen Projekten beleuchtet werden könnten. Zum einen bietet es sich an, zusätzlich zu bestehenden Kenngrößen von Vorkammerzündkerzen auch die Swirl Zahl innerhalb der Vorkammer zu ermitteln, um in Abhängigkeit dieser (und damit auch der Anordnung der Überströmbohrungen) die Schadstoffbildung des Motors weiter zu verbessern. Gleichzeitig hat die Drallbewegung einen Einfluss auf die Wärmeübertragung zwischen der Strömung und den Kammerwänden. Ebenso können die Bohrströmungen nicht nur im stationären Zustand, sondern im Motorbetrieb, beziehungsweise mit zeitlich veränderndem Druck analysiert werden.

Mit der Formulierung der Swirl Zahl, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde, lassen sich auch die drallbehafteten Strömungen aus Ventilen untersuchen. Zum Beispiel hat Crnojevic,

Decool und Florent (1999) mit unterschiedlichen Swirl-Zahlen die Strömung aus einem modifizierten Ventil charakterisiert.

Neben dem Durchmesser zu Längen Verhältnis der Bohrungen hat auch die Form der Bohrungskanten Auswirkungen auf den Druckverlustbeiwert. Dies könnte in Zukunft ebenfalls genauer untersucht werden.

Anhang A

Verwendete Mittel

Die verwendeten Ansys Versionen sind Ansys Forte 2021 R2 und Ansys Fluent 2022 R2 mit den zugehörigen Versionen von Ansys EnSight und Ansys CFD-Post.

Im Rahmen der Masterarbeit wurden zwei baugleiche Computer mit folgenden Parametern verwendet:

Tabelle A.1: Zusammensetzung Computer

Parameter	Wert
Prozessor	Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2698 v3 @.230 GHz 2.30 GHz (2 Prozessoren)
Installierter RAM	128 GB
Systemtyp	64-Bit-Betriebssystem
Windows	Windows 10 Enterprise

Literatur

- [1] RP Roethlisberger und Daniel Favrat. „Investigation of the prechamber geometrical configuration of a natural gas spark ignition engine for cogeneration: part I. Numerical simulation“. In: *International journal of thermal sciences* 42.3 (2003), S. 223–237.
- [2] Fabian Schnetgöke. „Simulation und Optimierung eines gasgespülten Vorkammerzündsystems für Homogen-Mager-Brennverfahren in Gasmotoren unter Verwendung von 1D- und 3D-Simulationen“. In: (2021).
- [3] J Getzlaff, J Pape, C Gruenig, D Kuhnert und R Latsch. „Investigations on pre-chamber spark plug with pilot injection“. In: *SAE Transactions* (2007), S. 421–433.
- [4] Gilles Decan, Stijn Broekaert, Tommaso Lucchini, Gianluca D’Errico, Jan Vierendels und Sebastian Verhelst. „Evaluation of Wall Heat Flux Models for Full Cycle CFD Simulation of Internal Combustion Engines under Motoring Operation“. In: *13th International Conference on Engines Vehicles*. SAE International, Sep. 2017.
- [5] Ansys. *Ansys Fluent Theory Guide*. Bd. R1. 2022.
- [6] Zhiyu Han und Rolf D. Reitz. „A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40.3 (1997), S. 613–625.
- [7] John C Kayser und Robert L Shambaugh. „Discharge coefficients for compressible flow through small-diameter orifices and convergent nozzles“. In: *Chemical engineering science* 46.7 (1991), S. 1697–1711.
- [8] Robert D Zucker und Oscar Biblarz. *Fundamentals of gas dynamics*. John Wiley & Sons, 2019.
- [9] H. P. Grace und C. E. Lapple. „Discharge Coefficients of Small-Diameter Orifices and Flow Nozzles“. In: *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers* 73.5 (1951), S. 639–647.
- [10] N. Hay und D. Lampard. „The Discharge Coefficient of Flared Film Cooling Holes“. In: Bd. Volume 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration. Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Juni 1995.
- [11] S. Benmansour. *Discharge coefficients of film cooling holes*. University of Nottingham, 1981.

- [12] M Ahmadvand, AF Najafi und S Shahidinejad. „An experimental study and CFD analysis towards heat transfer and fluid flow characteristics of decaying swirl pipe flow generated by axial vanes“. In: *Meccanica* 45.1 (2010), S. 111–129.
- [13] IPCC. *Climate Change 2022: Impacts, Adaptation, and Vulnerability*. Techn. Ber. Contribution of Working Group II to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, 2022.
- [14] Bundesministerium für wirtschaftliche Zusammenarbeit und Entwicklung BMZ. *AGENDA 2030, Die globalen Ziele für nachhaltige Entwicklung*. 2022. URL: <https://www.bmz.de/de/agenda-2030> (besucht am 23. 10. 2022).
- [15] EuropäischesParlament. *EU-Klimagesetz: Abgeordnete billigen Einigung über klimaneutrale EU bis 2050*. 2021. URL: <https://bit.ly/3Mf8vUP> (besucht am 23. 10. 2022).
- [16] Bundesministerium für Wirtschaft und Klimaschutz BMWK. *Entwicklung der erneuerbaren Energien in Deutschland im Jahr 2021*. 2022. URL: https://www.erneuerbare-energien.de/EE/Navigation/DE/Service/Erneuerbare_Energien_in_Zahlen/Entwicklung/entwicklung-der-erneuerbaren-energien-in-deutschland.html (besucht am 23. 10. 2022).
- [17] Richard Zahoransky. *Systeme zur Energieumwandlung. Kompaktwissen für Studium und Beruf*. Bd. 1. 2015.
- [18] StatistischesBundesamt. *Strassenverkehr: EU-weite CO₂-Emissionen seit 1990 um 29 % gestiegen*. URL: https://www.destatis.de/Europa/DE/Thema/Umwelt-Energie/CO2_Strassenverkehr.html (besucht am 23. 10. 2022).
- [19] Martin Pöppel-Decker, Maxim Bierbach, Conrad Piasecki und Susanne Schönebeck. *Alternative Antriebstechnologien: Marktdurchdringung und Konsequenzen für die Straßenverkehrssicherheit. Berichtszeitraum 2015–2019*. 317. 2021.
- [20] KraftfahrtBundesamt. *Neuzulassungen von Kraftfahrzeugen mit alternativem Antrieb im September 2022 (FZ 28)*. 2022. URL: https://www.kba.de/DE/Statistik/Fahrzeuge/Neuzulassungen/Umwelt/n_umwelt_node.html (besucht am 23. 10. 2022).
- [21] Aline Scherrer und Uta Burghard. *Synthetisches Methan für Lkw und Schiffe: Akteurslandschaft und Marktentwicklungsvoraussetzungen in Deutschland. Zwischenergebnisse der Akzeptanzforschung im Projekt MethSys*. Techn. Ber. Working Paper Sustainability und Innovation, 2020.
- [22] Rudolf Flierl, Arne Temp, Andreas Wegmann, Andreas Barrois und Stephan Schmitt. „Simultane Verbrennung–Methan-Benzin-und Methan-Diesel-Mischbetrieb“. In: *MTZ-Motortechnische Zeitschrift* 72.10 (2011), S. 806–814.

- [23] Reinhard Latsch. „The swirl-chamber spark plug: a means of faster, more uniform energy conversion in the spark-ignition engine“. In: *SAE transactions* (1984), S. 365–377.
- [24] Richard Basshuysen und Fred Schäfer. *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. Springer, 2015.
- [25] Alberto A Boretti und Harry C Watson. „The lean burn direct injection jet ignition gas engine“. In: *International Journal of Hydrogen Energy* 34.18 (2009), S. 7835–7841.
- [26] Richard van Basshuysen. *Erdgas und erneuerbares Methan für den Fahrzeugantrieb*. Bd. 1. 2015.
- [27] M Kettner, J Fischer, A Nauwerck, J Tribulowski, U Spicher, A Velji, D Kuhnert und R Latsch. „Ein neues brennverfahren mit mehrfacheinspritzung für ottomotoren mit direkteinspritzung“. In: *Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Graz* (2003).
- [28] G.P. Merker, C. Schwarz, R. Teichmann, P. Eckert, F. Otto, K. Christian, S. Rakowski, C. Reulein, G. Stiesch, R. Tatschl u. a. *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*. ATZ/MTZ-Fachbuch. Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [29] Stefan Kammerstätter. „Verbrennungsablauf und Schadstoffbildung in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung“. Diss. Technische Universität München, 2012.
- [30] Nyamsuren Gombosuren, Ogami Yoshifumi und Asada Hiroyuki. „A charge possibility of an unfueled prechamber and its fluctuating phenomenon for the spark ignited engine“. In: *Energies* 13.2 (2020), S. 303.
- [31] Maximilian Malin. „Untersuchung von Vorkammerbrennverfahren für Gasmotoren aus Basis der 3D-CFD-Simulation“. In: (2012).
- [32] Christoph Müller, Bastian Morcinkowski, Christof Schernus, Knut Habermann und Tolga Uhlmann. „Development of a pre-chamber for spark ignition engines in vehicle applications“. In: *Ignition Systems for Gasoline Engines: 4th International Conference, December 6-7, 2018, Berlin, Germany*. Ed.: M. Günther. 2018, S. 261.
- [33] Moritz Schumacher, Tim Russwurm und Michael Wensing. „Pre-chamber ignition system for homogeneous lean combustion processes with active fuelling by volatile fuel components“. In: *Ignition Systems for Gasoline Engines, expert, Tübingen* (2018), S. 292–310.
- [34] Michele Bolla, Evgeniy Shapiro, Nick Tiney, Panagiotis Kyrtatos, Maria Kotzagianni und Konstantinos Boulouchos. „Numerical study of turbulence and fuel-air mixing within a scavenged pre-chamber using RANS and LES“. In: *SAE Technical Papers* 2019 (2019).

- [35] Xianyin Leng, Mei Wang, Zhixia He, Qian Wang, Shengli Wei, Wuqiang Long und Chuangen Zhu. „Impact of the pre-chamber nozzle orifice configurations on combustion and performance of a Natural Gas Engine“. In: *Thermal Science* 22.3 (2018), S. 1325–1337.
- [36] Roger Röthlisberger. *An experimental investigation of a lean burn natural gas prechamber spark ignition engine for cogeneration*. Techn. Ber. EPFL, 2001.
- [37] Christoph Erhard Heinz. *Untersuchung eines Vorkammerzündkonzepts für Großgasmotoren in einer Hochdruckzelle mit repetierender Verbrennung*. Verlag Dr. Hut, 2011.
- [38] Ashish Shah, Per Tunestal und Bengt Johansson. *Effect of pre-chamber volume and nozzle diameter on pre-chamber ignition in heavy duty natural gas engines*. Techn. Ber. SAE Technical Paper, 2015.
- [39] Ansys. *Fluent Theory Manual*. Bd. R2. 2021.
- [40] Eckart Laurien und Herbert Oertel jr. *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle–Lösungsmethoden–Qualität und Genauigkeit*. Springer-Verlag, 2013.
- [41] Joel H Ferziger, Milovan Perić und Robert L Street. *Numerische Strömungsmechanik*. Bd. 1. Springer, 2008.
- [42] Andrew Cook. „Enthalpy diffusion in multicomponent flows“. In: (2009).
- [43] Victor Yakhot und Steven A Orszag. „Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory“. In: *Journal of scientific computing* 1.1 (1986), S. 3–51.
- [44] Zhiyu Han und Rolf D Reitz. „Turbulence modeling of internal combustion engines using RNG κ - ϵ models“. In: *Combustion science and technology* 106.4-6 (1995), S. 267–295.
- [45] Dominik Surek und Silke Stempin. *Technische Strömungsmechanik*. Springer, 2014.
- [46] A. A. Amsden, P. J. O’Rourke und T. D. Butler. „KIVA-II: A computer program for chemically reactive flows with sprays“. In: (1989).
- [47] Walter Wagner. *Wärmeübertragung*. Vogel Buchverlag, 2011.
- [48] Peter Von Böckh und Thomas Wetzol. „Wärmeübertragung“. In: *with English translation, dated* (2014), S. 1–312.
- [49] A.C. Alkidas. „Thermal Loading of the Cylinder Head of a Spark-Ignition Engine“. In: *Heat Transfer Engineering* 3.3-4 (1982), S. 66–75.
- [50] Gary Borman und Kazuie Nishiwaki. „Internal-combustion engine heat transfer“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 13.1 (1987), S. 1–46.

- [51] G. Woschni. „A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine“. In: *SAE Transactions* 76 (1968), S. 3065–3083.
- [52] T. LeFeuvre, P. S. Myers und O. A. Uyehara. „Experimental Instantaneous Heat Fluxes in a Diesel Engine and Their Correlation“. In: *SAE Transactions* 78 (1969), S. 1717–1738.
- [53] C.D. Rakopoulos, G.M. Kosmadakis und E.G. Pariotis. „Critical evaluation of current heat transfer models used in CFD in-cylinder engine simulations and establishment of a comprehensive wall-function formulation“. In: *Applied Energy* 87.5 (2010), S. 1612–1630.
- [54] B.E. Launder und D.B. Spalding. „The numerical computation of turbulent flows“. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3.2 (1974), S. 269–289.
- [55] K. Huh, I. Chang und J. Martin. „A Comparison of Boundary Layer Treatments for Heat Transfer in IC Engines“. In: *SAE Technical Paper* 900252 (1990).
- [56] WC Reynolds. „Computation of turbulent flows“. In: *7th Fluid and Plasma Dynamics Conference*. 1976, S. 556.
- [57] G. L. Mellor. In: *Proc. Symp. Fluidics Internal Flow*. Pennsylvania State University, 1968.
- [58] William M Kays. „Turbulent Prandtl number. Where are we?“ In: *ASME Journal of Heat Transfer* 116.2 (1994), S. 284–295.
- [59] Daniel Riedmüller. „Numerische und experimentelle Untersuchungen der Strömung durch rotierende Radialbohrungen“. Diss. Universitätsbibliothek der Universität der Bundeswehr München, 2016.
- [60] John E Rohde. *Discharge coefficients for thick plate orifices with approach flow perpendicular and inclined to the orifice axis*. Bd. 5467. National Aeronautics und Space Administration, 1969.
- [61] Andrea Cioncolini, Fabio Scenini, Jonathan Duff, Max Szolcek und Michele Curioni. „Choked cavitation in micro-orifices: An experimental study“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 74 (2016), S. 49–57.
- [62] Manu B V, Yogesh Kumar und Seshadri V. „CFD Analysis of Flow through Integral Orifice Plate Assemblies under Diverse Working Conditions“. In: *International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET)* 6 (Juni 2019).
- [63] ME Taslim und S Ugarte. „Discharge coefficient measurements for flow through compound-angle conical holes with cross-flow“. In: *International Journal of Rotating Machinery* 10.2 (2004), S. 145–153.

- [64] Behrouz Ebrahimi, Guoliang He, Yingjie Tang, Matthew Franchek, Dong Liu, Jay Pickett, Frank Springett und Dan Franklin. „Characterization of high-pressure cavitating flow through a thick orifice plate in a pipe of constant cross section“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 114 (2017), S. 229–240.
- [65] Leo Michael Mincks. „Pressure drop characteristics of viscous fluid flow across orifices“. Diss. Iowa State University Ames, Iowa, 2002.
- [66] Rudolf Pischinger, Manfred Klell und Theodor Sams. *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer-Verlag, 2009.
- [67] Paul Uwe Thamsen, Helmut E Siekmann und Mareen Derda. *Strömungslehre für den Maschinenbau*. Springer, 2019.
- [68] Richard W Miller. „Flow measurement engineering handbook“. In: (1983).
- [69] Carlo Zimmermann. „Untersuchung der turbulenten Grenzschicht einer Lavaldüse mittels CFD-Modellierung“. In: (2006).
- [70] Martin Hofer. „Optimierung der Einlasskanalgeometrie eines Ottomotors mit Hilfe transienter CFD Simulationen“. In: (2017).
- [71] C Crnojevic, F Decool und P Florent. „Swirl measurements in a motor cylinder“. In: *Experiments in fluids* 26.6 (1999), S. 542–548.
- [72] Ansys. *Forté User's Guide*. Bd. R2. 2021.
- [73] Yufeng Li, Hua Zhao, Zhijun Peng und Nicos Ladommatos. „Analysis of tumble and swirl motions in a four-valve SI engine“. In: *SAE Transactions* (2001), S. 2226–2241.
- [74] JM Beér und NA Chigier. „Combustion Aerodynamics, New York“. In: (1972).
- [75] Bernd Krautkremer. „Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Gasturbinen-Brennkammerströmung“. Diss. Technische Universität, 2003.
- [76] Martin Weng. „Experimentelle und numerische Untersuchung von Gleichstromzyklonen“. Diss. Bibliothek der RWTH Aachen, 2002.
- [77] Roland Palm. „Experimentelle Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell“. Diss. Technische Universität, 2006.
- [78] Kilian Oberleithner, Oliver Paschereit und Israel Wygnanski. „Vortex breakdown in a swirling jet with axial forcing“. In: *CFM 2007-18ème Congrès Français de Mécanique*. AFM, Maison de la Mécanique, 39/41 rue Louis Blanc-92400 Courbevoie. 2007.
- [79] Daniel Durox, Jonas P Moeck, Jean-François Bourgouin, Pascal Morenton, Marc Viallon, Thierry Schuller und Sébastien Candel. „Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control“. In: *Combustion and Flame* 160.9 (2013), S. 1729–1742.

- [80] UnternehmensberatungBabel. *Industriegase Lexikon Luft*. <https://www.unternehmensberatung-babel.de/industriegase-lexikon/industriegase-lexikon-a-bis-m/luft/index.html>. Letzter Zugriff: 12.11.2022. 2022.
- [81] Toshihiko Shakouchi, Tsubasa Tanoue, Koichi Tsujimoto und Toshitake Ando. „Flow characteristics of sub-and supersonic jets issued from orifice and notched orifice nozzles, and application to ejector“. In: *Journal of Fluid Science and Technology* 14.2 (2019).
- [82] AJ Ward-Smith. „Critical flowmetering: the characteristics of cylindrical nozzles with sharp upstream edges“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 1.3 (1979), S. 123–132.
- [83] Leticia Carneiro Piton, Gabriela Senra Pessanha Rios Nobrega, Luis Fernando Figueira da Silva, Philippe Scoufflaire und Nasser Darabiha. „Experimental study of the influence of the swirl number on lean premixed combustion regimes“. In: *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* 42.4 (2020), S. 1–8.
- [84] Lars Kapitza. „Experimentelle Analyse des transienten Verhaltens der einlasskanalgenerierten Zylinderinnenströmung“. Diss. Magdeburg, Universität, Diss., 2011, 2011.
- [85] Shen Long, Timothy C. W. Lau, Alfonso Chinnici, Zhao Feng Tian, Bassam B. Dally und Graham J. Nathan. „Characteristics of swirling and precessing flows generated by multiple confined jets“. In: *Physics of Fluids* 31.5 (2019).
- [86] Herbert Sigloch. „Strömungen mit Dichteänderung“. In: *Technische Fluidmechanik*. Springer, 2022, S. 353–447.
- [87] Volker Gnielinski. „Neue Gleichungen für den Wärme-und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen“. In: *Forschung im Ingenieurwesen A* 41.1 (1975), S. 8–16.
- [88] RP Roethlisberger und Daniel Favrat. „Erdaas“. In: *International journal of thermal sciences* 42.3 (2003), S. 223–237.
- [89] Carsten Diedrich Herrmann. *Experimentelle Untersuchung der Innenverdichtung eines Hyperschalltriebwerkeinlaufs mit Überschalldurchströmung*. Cuvillier Verlag, 2007.
- [90] VI Zapryagaev, NP Kiselev und AA Pivovarov. „Gasdynamic structure of an axisymmetric supersonic underexpanded jet“. In: *Fluid Dynamics* 50.1 (2015), S. 87–97.
- [91] Vincent Lijo, Heuy Dong Kim, Shigeru Matsuo und Toshiaki Setoguchi. „A study of the supersonic ejector–diffuser system with an inlet orifice“. In: *Aerospace Science and Technology* 23.1 (2012), S. 321–329.

-
- [92] Chen Ching-Jen und Jenq Shing Chiou. „Laminar and turbulent heat transfer in the pipe entrance region for liquid metals“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 24.7 (1981), S. 1179–1189.