



Lukas Sandmaier B.Sc.

Numerische Simulation einer Pelton-Turbine

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium Maschinenbau

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Institutsvorstand

O. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Jaberg
Institut für Hydraulische Strömungsmaschinen

Betreuer

Assoc.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Benigni
Institut für Hydraulische Strömungsmaschinen

Zweitbetreuer

Dipl.-Ing. Gero Pretis
Turbinen- und Kraftwerksanlagenbau
EFG Energieforschungs- und Entwicklungs Ges.m.b.H. & Co. KG.

Graz, Januar 2018

In guter Zusammenarbeit mit:

Turbinen und Kraftwerksanlagenbau
EFG - Energieforschungs- und
Entwicklungs Ges.m.b.H & Co. KG



Vorwort

Die hier vorliegende Masterarbeit entstand in Zusammenarbeit mit dem Institut für Hydraulische Strömungsmaschinen und dem Unternehmen „EFG Turbinenbau“. Diese Zusammenarbeit war für mich stets lehrreich und spannend, weshalb ich mich an dieser Stelle bei allen Beteiligten herzlich bedanken möchte.

Von Seiten der Technischen Universität Graz gilt mein besonderer Dank Herrn Assoc.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helmut Benigni für die Betreuung der Arbeit. Weiters möchte ich mich bei Dipl.-Ing. Stefan Höller Litzlhammer und Dipl.-Ing. Dr.techn. Markus Mosshammer vom Institut für Hydraulische Strömungsmaschinen sehr herzlich für die umfassende Betreuung und Unterstützung, sowie die fruchtbaren Diskussionen und Anregungen im Zuge meiner Arbeit bedanken. Ihr umfangreiches Wissen zum Thema der hydraulischen Strömungsmaschinen und der numerischen Strömungssimulation waren eine große Hilfe und haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Auch bei Dipl.-Ing. Gero Pretis von Seiten des Unternehmens EFG Turbinenbau möchte ich mich herzlichst für die gute Zusammenarbeit und die fachlich kompetente Betreuung sowie das Zustandekommen dieser Arbeit bedanken. Vor allem seine Kompetenz im Bereich der Pelton-Turbinen und viele konstruktiven Diskussionen waren eine große Unterstützung und habe zur Qualität dieser Arbeit beigetragen.

Mein Dank gilt auch meinen Kollegen im Studium und Freunden, die mich durch das Studium begleitet habe.

Am Ende bleibt mir nur noch ein riesiges Dankeschön an meine Eltern auszusprechen. Ihr habt mich in allen Situationen und Belangen meines Studiums und darüber hinaus unterstützt und mir Rückhalt geboten. Ohne diese Unterstützung wäre es mir nicht möglich gewesen all diese wunderbare Erfahrungen zu machen, es wäre mir nicht möglich gewesen diesen Weg zu gehen und mein Studium abzuschließen.

Eidesstattliche Erklärung

Affidavit

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Das in TUGRAZonline hochgeladene Textdokument ist mit der vorliegenden Masterarbeit identisch.

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly indicated all material which has been quoted either literally or by content from the sources used. The text document uploaded to TUGRAZonline is identical to the present master's thesis.

Graz, am 11.01.2018

Lukas Sandmaier

Kurzfassung

Die Untersuchung des Arbeitsprinzips und der Strömung in Pelton-Turbinen basiert seit je her sehr stark auf Erfahrungswerten und experimentellen Untersuchungen. Besonders die Komplexität der auftretenden Strömungsformen erschwert dabei einen detaillierten Einblick in die Strömungsvorgänge. Auch die numerische Strömungssimulation von Pelton-Maschinen wird durch diese Verhältnisse erschwert, sodass diese erst in den letzten beiden Jahrzehnten an Bedeutung gewinnt.

Die hier vorliegende Masterarbeit beschäftigt sich mit einer derartigen, numerischen Untersuchung einer gegebenen Pelton-Turbine. Im Zuge der Arbeit war sowohl das Turbinen-Laufrad als auch die Verteilrohrleitung der Anlage einer numerischen Untersuchung zu unterziehen. Darüber hinaus war gefordert eine Methodik bzw. eine Vorgehensweise für die Simulation von Pelton-Maschinen zu entwickeln, die in weiterer Folge auf andere Pelton-Turbinen angewendet werden kann.

Es wurde in einem ersten Schritt die Geometrie der Verteilrohrleitung und des Pelton-Laufrades abstrahiert und für die weitere Verwendung aufbereitet. Im Zuge der Simulation wurde zunächst ein numerisches Gitter für die Verteilrohrleitung aufgebaut und in mehreren Zyklen optimiert. In weiterer Folge wurden damit in stationären Simulationen Berechnungen verschiedener Lastfälle durchgeführt, wobei verschiedene Düsenöffnungsquerschnitte Berücksichtigung fanden. Im Anschluss erfolgte eine Analyse der gewonnenen Simulationsergebnisse, die auf verschiedene Faktoren hin untersucht wurden. So fand eine Bewertung der Verluste in der Rohrleitung sowie eine umfassende Beurteilung der Strahlparameter statt. Im Zuge dessen wurde besonders auf die Entwicklung der Strahlform und der Geschwindigkeitsverteilung in den Strahlen geachtet.

Die Untersuchung des Pelton-Laufrades erfolgte zunächst mit verschiedenen numerischen Gittern, wobei eine Gitter- sowie auch eine Topologie-Studie durchgeführt wurden, um unerwünschte Einflüsse auf die Simulationsergebnisse ausschließen zu können. Im Anschluss fanden die eigentlichen Simulationen statt, bei denen unterschiedliche Lastfälle berechnet wurden. Die Wahl der Betriebsparameter erfolgte in Abstimmung mit den Randbedingungen bzw. den Ergebnissen der Simulation der Verteilrohrleitung, um die Verhältnisse in der realen Turbine möglichst gut darzustellen. Die Ergebnisse der Laufrad-Simulation wurden am Ende hinsichtlich der Strahl-Becher-Interaktion ausgewertet, wobei besonders mögliche Verlustquellen von Interesse waren.

Mit den Erkenntnissen dieser Arbeit sollte es in Zukunft möglich sein, Pelton-Turbinen zusätzlich zur experimentellen Untersuchung auch mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation zu bewerten und damit ein tieferes Verständnis der Vorgänge bei der Interaktion von Strahl und den Bechern zu gewinnen.

Abstract

The investigation of the operating principle and the flow conditions in Pelton turbines has always been strongly based on experience and experimental investigations. In particular, the complexity of the flow structures makes it difficult to gain a detailed insight into the local flow processes. Due to these conditions, the computational flow simulation is made more difficult, so that it just gains importance in the recent two decades.

The present diploma thesis deals with such a numerical investigation of a given Pelton turbine. In the course of the examination, both the turbine runner and the distributor of the plant had been subject to a numerical investigation. In addition, it was necessary to develop a methodology for the simulation of Pelton machines that can be applied to further Pelton turbines.

In a first step, the geometry of the Pelton distributor and the turbine runner were abstracted and prepared for the further use. In the course of the simulation, a numerical grid for the distributor was first constructed and optimized in several cycles. Subsequently, calculations of different load cases were carried out in stationary simulations, whereby different nozzle opening cross-sections were examined. The simulation results obtained were then examined for various factors. An evaluation of the losses in the distributor and a comprehensive assessment of the jet parameters were carried out. During the analysis, particular attention was paid to the development of the jet shape and the velocity distribution in the jets.

For the investigation of the Pelton runner, different numerical meshes were used first, whereby a mesh and a topology study were carried out in order to exclude undesired influences on the simulation results. Subsequently, the actual simulations took place, in which different load cases were considered. The operating parameters were selected in accordance with the results of the distributor simulation in order to represent the conditions in the real turbine as well as possible. At the end, the results of the runner simulation were analysed with special regard to the jet-bucket-interaction, paying particular attention to possible sources of loss.

With the results of this work, it should be possible in the future to evaluate Pelton turbines with the use of numerical flow simulation in addition to experimental investigations and thus gain a deeper understanding of the processes involved in the interaction of jet and buckets.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	ix
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Aufgabenstellung	2
1.3 Ziele der Arbeit	3
2 Theoretische Grundlagen der Pelton-Turbine	4
2.1 Charakteristik und Einsatzbereich	4
2.2 Aufbau von Pelton-Turbinen	7
2.2.1 Verteilrohrleitung	8
2.2.2 Düse	9
2.2.3 Turbinenrad	12
2.3 Energieumsetzung im Laufrad	17
2.4 Verluste der Pelton-Turbine	20
3 Theoretische Grundlagen der numerischen Strömungssimulation	23
3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik	24
3.1.1 Massenerhaltungsgleichung	25
3.1.2 Impulserhaltungsgleichung	25
3.1.3 Energieerhaltungsgleichung	26
3.1.4 Vereinfachungen der Grundgleichungen	27
3.2 Diskretisierung des Strömungsproblems	28
3.2.1 Diskretisierung des geometrischen Berechnungsgebietes	28
3.2.2 Numerische Diskretisierung	31
3.3 Rand- und Anfangsbedingungen	43
3.4 Turbulenzmodellierung	44
3.4.1 k- ϵ Modell	50
3.4.2 SST-k- ω -Modell	51
3.5 Modellierung von Mehrphasenströmungen	52
3.5.1 Volume-of-Fluid-Methode	52
4 Simulation der Verteilrohrleitung	54
4.1 Geometrie	54
4.2 Numerisches Gitter	56

4.3	Simulations-Setup	63
4.4	Übersicht über berechnete Lastfälle	67
5	Simulation des Pelton-Laufrades	68
5.1	Geometrie des Laufrades	69
5.1.1	Anzahl der Becher	71
5.1.2	Breite der Laufrad-Domain	73
5.2	Geometrie des Gehäuses	74
5.3	Numerisches Gitter	77
5.4	Gitter- und Topologie-Vergleich	81
5.4.1	Gitterstudie	82
5.4.2	Topologie-Vergleich	83
5.5	Simulations-Setup	84
5.6	Überblick über durchgeführte Simulationen	89
6	Auswertung der Verteilrohrleitungs-Simulation	91
6.1	Grundlagen zur Auswertung	91
6.1.1	Auswerteebenen	91
6.1.2	Wichtige Größen zur Auswertung	92
6.1.3	Volume Fraction	93
6.2	Auswertung im Basisbetriebspunkt	94
6.2.1	Strömungsgeschwindigkeit	94
6.2.2	Sekundärströmungen	100
6.2.3	Strahlform	105
6.2.4	Verluste in der Verteilrohrleitung	107
6.3	Quervergleich mit anderen Betriebspunkten	109
6.3.1	Zweidüsiger Betrieb	110
6.3.2	Betrieb mit voller Düsenöffnung	116
6.3.3	Betrieb bei halb geöffneter Düse	124
6.4	Schlussfolgerung aus der VRL-Simulation	132
7	Auswertung der Pelton-Laufrad-Simulation	134
7.1	Grundlagen zur Auswertung	134
7.1.1	Wichtige Größen zur Auswertung	134
7.2	Auswertung der Gitterstudie	136
7.3	Auswertung des Topologie-Vergleichs	143
7.4	Vergleich von Halbmodell und Vollmodell	148
7.5	Auswertung des Basislastfalls	150
7.6	Auswertung des Lastfalles mit größtem Durchfluss und größter Fallhöhe	163

7.7	Auswertung des Lastfalls mit dem geringsten Durchfluss und der geringsten Fallhöhe	169
7.7.1	Zusammenfassung der Erkenntnisse aus der Simulation des Lastfalls $Q50 - H90$	175
7.8	Vergleich der Simulationsergebnisse mit idealer und realer Düse	176
7.9	Quantitativer Vergleich der Simulierten Lastfälle	177
7.10	Schlussfolgerung aus der Pelton-Laufrad Simulaion	179
8	Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick	181
	Literaturverzeichnis	190
	Anhang	195
A	Quantitative Ergebnisse der VRL-Simulation	195
B	Übersicht der Berechnungsdauer für die Laufrad-Simulationen	202

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen

A	m^2	Fläche
b	mm	Becherbreite
c	m/s	Absolutgeschwindigkeit
c_1	m/s	Strahlgeschwindigkeit
c_u	m/s	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit
Cu	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
d_0	mm	Strahldurchmesser
D_1	mm	Strahlkreisdurchmesser
D_a	mm	Außendurchmesser
e	J/m^3	Totale innere Energie pro Volumeneinheit
f	s^{-1}	Netzfrequenz
Fr	–	Froude-Zahl
g	m/s^2	Örtliche Fallbeschleunigung
H	m	Fallhöhe
H_{geod}	m	Geodätische Höhendifferenz
H_F	m	Freihang
H_R	m	Verlusthöhe durch Reibung
k	m^2/s	Turbulente kinetische Energie
k	$\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$	Wärmedurchgangszahl
k_c	–	Verlustbeiwert der Düse
k_c	–	Dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit
k_w	–	Verlustbeiwert des Bechers
L	m	Becherlänge
L	m	Turbulenter Längenmaßstab
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	Nm	Drehmoment
n	min^{-1}	Drehzahl
n_{sync}	min^{-1}	Synchrondrehzahl
n_q	min^{-1}	Spezifische Drehzahl
$n_{q,D}$	min^{-1}	Spezifische Drehzahl je Düse
p	Pa	Druck
p	–	Polpaarzahl
P	W	Leistung
Q	m^3/s	Durchfluss

Formelzeichen und Abkürzungen

r	–	Reaktionsgrad
Re	–	Reynoldszahl
S	$1/m^3$	Allgemeiner spezifischer Quellterm
t	mm	Bechertiefe
t	s	Zeit
T	s	Zeitintervall
T	K	Temperatur
T_W	K	Temperatur
u	m/s	Umfangsgeschwindigkeit
u	m/s	Geschwindigkeit in x-Richtung
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	–	Dimensionslose Geschwindigkeit
v	m/s	Geschwindigkeit in y-Richtung
V	m^3	Volumen
w	m/s	Geschwindigkeit in z-Richtung
w	m/s	Relativgeschwindigkeit
W	J	Arbeit
We	–	Weber-Zahl
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
Y	J/kg	Spezifische Stutzenarbeit
y^+	–	Y-Plus
z	m	Koordinate
z_0	–	Düsenanzahl

Vektoren

\vec{f}	N/kg	Volumskraft
\vec{F}	–	Flussvektor
\vec{n}	–	Normalvektor
\vec{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor

Griechische Formelzeichen

α_w	$W/m^2 \cdot K$	Wärmeübergangszahl
$\Delta\alpha$	°	Winkelschritt
$\Delta\tau$	s	Zeitschritt
δ_{ij}	–	Kronecker Delta
η	–	Wirkungsgrad
ε	–	Turbulente Dissipation

Formelzeichen und Abkürzungen

η	m	Komlogorov Maßstab
β_1^*	°	Geometrischer Eintrittswinkel
β_2^*	°	Tatsächlicher Austrittswinkel
β_{12}^*	°	Geometrischer Austrittswinkel
Γ	m ² /s	Diffusionskoeffizient
λ	W/m · K	Wärmeleitfähigkeit
\mathcal{O}	–	Ordnung des Abbruchfehlers
ϕ	–	Allgemeine skalare Größe
ϕ_x	–	Ableitung einer allgemeinen Größe
ϕ'	–	Turbulente Schwankungsgrößen einer allgemeinen Größe
$\overline{\phi}$	–	Mittelwert einer allgemeinen Größe
ρ	kg/m ³	Dichte
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
μ	Pa · s	Kinematische Viskosität
τ	s	Zeit
ω	–	Turbulente Frequenz
ω_R	1/s	Winkelgeschwindigkeit

Griechische Vektoren

$\boldsymbol{\tau}$	N/m ²	Schubspannungstensor
$\boldsymbol{\tau}^R$	N/m ²	Reynolds-Schubspannungstensor

Konstanten

g	9,8067	m/s ²	Normalfallbeschleunigung
κ	0,41	–	Karman Konstante
π	3,1415	–	Kreiszahl

Indizes und Abkürzungen

1	Laufraudeintritt	CDS	Central Differencing Scheme, Zentraldifferenzen-Verfahren
2	Laufradaustritt		
3D	dreidimensional	CO ₂	Kohlendioxid
a	außen	D	Düse
B	unterer Nachbarknoten	D	Düse
BW	Backward, Rückwärts	DNS	Direkte Numerische Simulation
CAD	Computational Aided Design	E	Index für Ebene
CFD	Computational Fluid Dynamics	E	Ebene

Formelzeichen und Abkürzungen

f	Index für flüssig	OW	Oberwasser
fluid	Fluid	P	Zell Zentrum
FDM	Finite Differenzen Methode	rel	Index für Relativgrößen
FVM	Finite Volumen Methode	RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
Finite	Finite Elemente Methode	s	Index für südlich
FW	Foreward, Vorwärts	stat	Index für statische Größen
g	Index für gasförmig	s	Südliche Zellwand
hyd	hydraulisch	S	Südlicher Nachbarknoten
HM	Halbmodell	SST	Shear Stress Transport
i	Index für die x-Koordinate	t	Index für zeitabhängig
i	Index für die x-Richtung	T	Index für Turbine
Inlet	Index für Größen am Inlet	T	Index für turbulent
IEA	Inatnationale Energie Agentur	tot	Index für Totalgrößen
j	Index für die y-Koordinate	t	Obere Zellwand
j	Index für die y-Richtung	T	Oberer Nachbarknoten
k	Index für die z-Koordinate	TL	Teillast
k	Index für die z-Richtung	TS	Zeitschritt
krit	kritisch	UDS	Upwind Differencing Scheme
KV	Kontrollvolumen	UW	Unterwasser
LES	Large Eddy Simulation	Verlust	Index für Verlustgrößen
max	Index für maximal	VL	Volllast
n	Index für nördlich	VM	Vollmodell
norm	Index für genormte Größen	VOF	Volume of Fluid
n	Nördliche Zellwand	VRL	Verteilrohrleitung
N	Nördlicher Nachbarknoten	w	Index für westlich
NVS	Navier-Stokes	W	Index für Wasser
opt	Optimum	w	Westlicher Zellwand
o	Index für östlich	W	Westlicher Nachbarknoten
o	Östliche Zellwand		
O	Östlicher Nachbarknoten		

Exponenten

n	Exponent für den Zeitpunkt
R	Reynolds-Spannungen

Operatoren

d	vollständiges Differential	lim	Grenzwertfunktion
δ	unvollständiges Differential	∇	Divergenz
Δ	Differenz	∂	partiell Differential
\int_A	Volumsintegral	\sum	Summe
$\int_{\Delta V}$	Volumsintegral	!	Faktorielle

1 Einleitung

1.1 Motivation

Selten wurde so häufig über die Art der Erzeugung und die Verwendung von Energie diskutiert wie in den vergangenen Jahren. Angesichts des Klimawandels und dessen Folgen wird an vielen Stellen gefordert und versucht, die Energieerzeugung mehr und mehr durch erneuerbare Energieträger und mit höherer Effizienz darzustellen. Politische Forderungen zur Reduktion des CO₂-Ausstoßes bzw. zur Forcierung erneuerbarer Energieträger um die Auswirkungen auf das Klima zu reduzieren, wurden in verschiedenen internationalen Abkommen festgeschrieben [20, 31, 12].

Laut der IEA¹ [51] stellt Wasserkraft aktuell die größte erneuerbare Energiequelle für die Stromproduktion dar. In Österreich kommt dieser Art der Stromerzeugung schon seit vielen Jahren eine große Bedeutung bei der Energieversorgung zu. Das hierzulande realisierte Ausbaupotential der Wasserkraft wird in WAGNER ET AL. [50] mit 65,7% beziffert. Absolut betrachtet wurden in Österreich im Jahr 2016 65,28 TWh an elektrischer Energie erzeugt, wovon 39,78 TWh auf die Erzeugung durch Wasserkraft entfallen [6].

International betrachtet ist das Ausbaupotential noch deutlich größer. Die INTERNATIONALE ENERGIE AGENTUR [51] beziffert im World Energy Outlook 2017 das weltweite Wachstum der Stromerzeugung durch Wasserkraft bis zum Jahre 2040 mit 50% auf eine Jahresproduktion von etwa 6.193 TWh. Zusammenfassend kann man demnach anmerken, dass der Wasserkraft auch in Zukunft noch eine erhebliche Bedeutung und ein bedeutendes Wachstum zu Teil wird.

In Wasserkraftwerken kommen neben weniger gebräuchlichen Turbinentypen im Wesentlichen drei Arten von hydraulischen Turbomaschinen zum Einsatz: Francis-, Kaplan- und Pelton-Turbinen. Letztere ist Gegenstand dieser Arbeit.

Im Vergleich zu Francis- und Kaplan-Turbinen, die schon seit etwas mehr als 30 Jahren KECK ET AL. [17] mit numerischer Strömungssimulation untersucht und zu einem hohen Grad optimiert werden konnten, beruht die Entwicklung der Pelton-Turbine immer noch stark auf empirisch ermittelten Beziehungen und Versuchen an Modellen. Seit der Erfindung dieses Turbinentyps durch den amerikanischen Ingenieur LESTER PELTON [33] im Jahr 1880 wurde stetig an dessen Optimierung gearbeitet. Die heutigen Erkenntnisse stammen hauptsächlich aus analytischen oder empirischen Entwicklungen. Sie sind in der Regel einer Reihe von Annahmen unterworfen bzw. erfordern eine

¹Internationale Energie Agentur

Vielzahl von Versuchen [56].

Auf Grund der komplexen Strömungssituation, die sich durch Druckverluste, Sekundärströmungen, Hochgeschwindigkeits-Wasserstrahlen, Zweiphasenströmung, Wasserfilmströmung mit freier Oberfläche, Zirkulation der mit Wassertropfen beladenen Luft im Gehäuse und die komplexe Interaktion zwischen Strahl und den rotierenden Bechern auszeichnet, ist die numerische Strömungsberechnung erst seit dem Ende der 1990er Jahre Gegenstand der Forschung [56] und findet langsam auch Anwendung in der industriellen Praxis [55]. Durch die Steigerung der Leistungsfähigkeit moderner Computer der letzten Jahre wird es zunehmend möglich, die Strömungsvorgänge in der Pelton-Turbine durch Simulationen mit akzeptabler Genauigkeit abzubilden. Trotz des immer noch beträchtlichen Berechnungsaufwandes ist das Bestreben groß, die CFD²-Simulation in diesem Bereich weiter zu etablieren und daraus neue Erkenntnisse und ein besseres Verständnis der Strahl-Becher-Interaktion zu gewinnen.

Abgesehen von der Möglichkeit den erreichbaren Wirkungsgrad der Pelton-Turbine in Zukunft noch geringfügig zu erhöhen, bietet hier die Anwendung der CFD-Simulation die Möglichkeit, das Verständnis der ablaufenden Vorgänge und der komplexen Strömungssituation in der Turbine weiter zu verbessern.

1.2 Aufgabenstellung

Im Zuge dieser Masterarbeit soll eine gegebene Pelton-Turbine mittels CFD-Simulation untersucht werden. Die zu untersuchende Geometrie umfasst dabei die Verteilrohrleitung mit ihren Düsen und das Turbinenrad mit seinen Bechern.

Nach einer Einarbeitung in die Simulationsumgebung in ANSYS CFX 17.1 sieht die Aufgabenstellung in einem ersten Schritt vor, die Verteilrohrleitung zu untersuchen. Um dies durchführen zu können, ist es notwendig, die Geometrie aufzubereiten und ein 3D-Modell dergleichen aufzubauen. Im Anschluss soll ein Rechengitter erstellt und mit diesem in weiterer Folge die Berechnung durchgeführt werden. Für die Berechnung sind die Randbedingungen der Simulation den realen Betriebsfällen anzupassen und gegebenenfalls Parameter wie die Düsenöffnung zu variieren. Nach Durchführung der Simulationen gilt es die Berechnungsergebnisse zu analysieren und hinsichtlich der Strahlqualität und anderen Parametern auszuwerten.

Im Anschluss daran ist das Turbinenrad bzw. sind die einzelnen Becher geometrisch so aufzubereiten, dass ein geeignetes Rechengitter und ein geeignetes numerisches Setup für die weitere Berechnung zur Verfügung steht. Für die eigentliche Simulation ist es entscheidend, Einstellungen und eine Herangehensweise zu erarbeiten, mit der eine numerisch stabile und konsistente Berechnung verschiedener Betriebsfälle möglich ist. Basierend darauf sollen, den realen Betriebszuständen entsprechend, Simulationen mit verschiedenen Fallhöhen und Düsennadelstellungen durchgeführt werden. Für die Simulation des Turbinenrades ist zunächst eine möglichst einfache Herangehensweise

²Computational Fluid Dynamics

zu wählen. In Abhängigkeit des Verlaufes der bis dahin durchgeführten Simulationen könnte in weiterer Folge das einfache Modell erweitert werden. Die Simulationsergebnisse sind am Ende zu analysieren, auszuwerten und daraus entsprechende Erkenntnisse abzuleiten. Besonderer Fokus ist dabei auf das Zusammenwirken von Wasserstrahl und den rotierenden Bechern zu legen. Gegebenenfalls soll Optimierungspotential der gegebenen Bechergeometrie aufgezeigt werden. Abschließend sind die Herangehensweise, Ergebnisse und Erkenntnisse aus der Untersuchung zu dokumentieren.

1.3 Ziele der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit soll sein, die gegebene, reale Pelton-Turbine mit den Mitteln der numerischen Strömungssimulation zu untersuchen.

In einem ersten Schritt soll eine Aussage über die verwendete Verteilrohrleitung gemacht werden. Besonderes Augenmerk ist hier auf die Ausbildung des Strahls unter verschiedenen Bedingungen zu legen. So soll das Strahlbild für verschiedene Betriebszustände betrachtet werden. Darüber hinaus sind die Auswirkungen verschiedener Betriebszustände auf die Strahlqualität von Interesse, d. h. maßgeblich die Abweichung der Phasengrenze Wasser-Luft des Strahls von der idealen Kreisform.

Für die Simulation der Becherströmung bzw. des Turbinenrades ist es von Interesse, das Knowhow und eine Methodik zu erarbeiten, die in weiterer Folge zur Untersuchung anderer Pelton-Turbinen angewandt werden kann. Dennoch sollte ein Vergleich zwischen den Simulationsergebnissen und den vorhandenen Messergebnissen durchgeführt werden. Es sind jedoch nicht absolute Zahlenwerte, sondern vielmehr der relative Vergleich zwischen Simulation und Messung von Interesse ist. Demnach ist es nicht Ziel der Untersuchung bzw. nicht zu erwarten den Wirkungsgrad der Turbine exakt zu bestimmen. Vielmehr ist der Vergleich der Lage des Wirkungsgradmaximums zwischen Messdaten und den Simulationsergebnissen von Interesse und als Indikator für die Güte der Simulation heranzuziehen.

Aus den Simulationen soll am Ende eine Aussage über die Qualität des Designs des Pelton-Bechers möglich sein. Ziel ist es die Interaktion von Strahl und Becher im Arbeitsprozess genauer zu beleuchten, eine Aussage treffen zu können über das Einschneiden des Bechers in den Strahl, die Ausbreitung des Wassers im Becher, die Druckverteilung an der Becherinnenseite und wie das Wasser am Ende aus dem Becher austritt. Darüber hinaus ist das Turbinenrad mit den Bechern im Zusammenwirken als Ganzes von großem Interesse. D. h., die Fragestellung ob Wasser des Strahls die Becher ungenutzt passiert oder ob Wasser, welches aus einem Becher austritt, auf den nacheilenden Becher trifft, sollte abschließend beantwortet werden können.

Zusammenfassend ist das Ziel dieser Arbeit zum einen die Simulierbarkeit der Pelton-Turbine und zum anderen die Qualitäten aber auch die Schwächen von der Turbinengeometrie aufzuzeigen und daraus Optimierungspotential abzuleiten.

2 Theoretische Grundlagen der Pelton-Turbine

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen zum Aufbau und der Funktionsweise der Pelton-Turbine erläutert. Dazu sollen die verschiedenen Elemente der Turbine mit der dazugehörigen Peripherie behandelt und grundlegende geometrische Beziehungen des Laufrades aufgezeigt werden. Darüber hinaus soll eine Klassifizierung der Pelton-Maschine und das typische Einsatzfeld dargelegt werden. In weiterer Folge wird die Energieumsetzung am Laufrad behandelt, um ein besseres Verständnis für die späteren Ergebnisse der Simulationen zu schaffen.

2.1 Charakteristik und Einsatzbereich

Pelton-Turbinen unterscheiden sich in ihrem Einsatzbereich und ihrem Arbeitsprinzip von der Kaplan- und der Francis-Turbine ganz wesentlich. Bei den Turbomaschinen im Allgemeinen wird grob zwischen zwei Kategorien von Maschinen unterschieden, nämlich den Reaktionsturbinen und den Impulsturbinen. Bei den hydraulischen Turbinen werden Erstere neben anderen, weniger gebräuchlichen Typen wie Francis- und Kaplan-Turbinen als wichtigste Vertreter zugeordnet. Diese Maschinen zeichnet aus, dass die Wandlung der potentiellen Energie in der Turbine nicht ausschließlich im Laufrad geschieht. Ein Teil der Fluidenergie wird im Leitrad und ein Teil im Laufrad der Turbine umgesetzt. Dieses Verhalten wird durch den Reaktionsgrad r beschrieben. Nach MENNY [23] wird dieser als Verhältnis der spezifischen Laufradarbeit zur gesamten spezifischen Arbeit der Turbinenstufe (Leitrad und Laufrad) definiert und für Überdruckturbinen (Francis und Kaplan) meist mit $r = 0,5$ gewählt.

Die Pelton-Turbine gehört den Impulsturbinen an und weist einen Reaktionsgrad von $r = 0$ auf. Demnach wird hier die gesamte anliegende, statische Fluidenergie bereits in der Leiteinrichtung – der Düse – umgewandelt. Konkret wird in der Düse, wie später gezeigt wird, die gesamte anliegende potentielle Energie in kinetische Energie bzw. in Geschwindigkeit gewandelt. Im Laufrad selbst kommt es nur noch zum Impulsaustausch zwischen dem Laufrad und dem Wasserstrahl.

Bei den hydraulischen Maschinen ist es üblich, die spezifische Drehzahl als Kriterium für die Einteilung von Turbinen und Pumpen zu verwenden. Im Falle der Pelton-Turbine wird für die Berechnung der spezifischen Drehzahl n_q der auf eine Düse bezogene Volumenstrom herangezogen, um die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Maschinen

gewährleisten zu können. Die Anzahl der Düsen ist mit z_0 gegeben. Nach PFLEIDERER ET AL. [35] wird die spezifische Drehzahl wie folgt definiert, wobei es notwendig ist, den Durchfluss Q bzw. auf eine Düse bezogen Q_D und die Fallhöhe H auf einen Volumenstrom von $Q = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ und auf eine Fallhöhe $H = 1 \text{ m}$ zu beziehen, um einen dimensionslosen Ausdruck zu erhalten.

$$n_{q,D} = n \cdot \frac{\sqrt{\frac{Q}{z_0}}}{H^{3/4}} = n \cdot \frac{\sqrt{Q_D}}{H^{3/4}} \quad (2.1)$$

Nach dieser Definition bzw. nach dieser Einteilung werden die Pelton-Turbinen als langsam laufende Maschinen bezeichnet. Verglichen mit anderen hydraulischen Maschinen weisen sie die geringste spezifische Drehzahl auf. Eine Übersicht gibt nachfolgendes Diagramm in Bild 2.1.

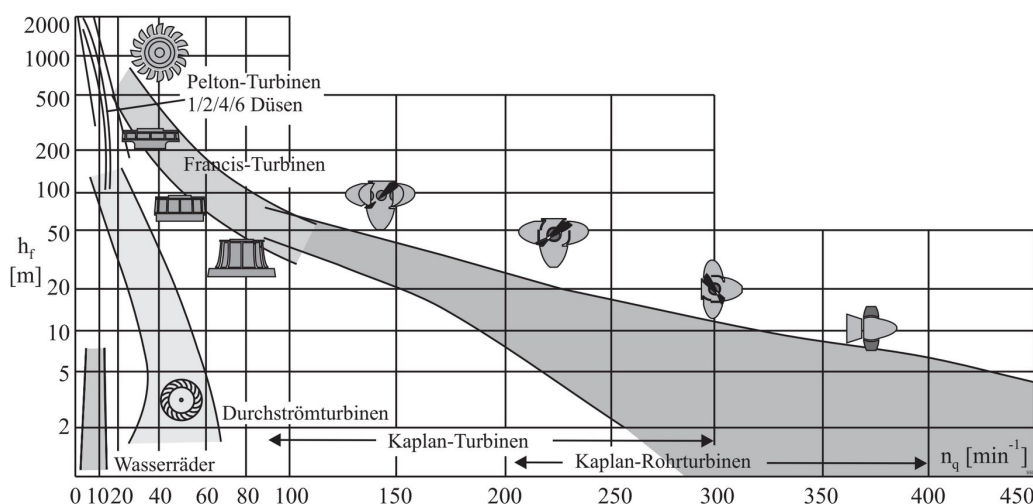


Bild 2.1: Einsatzbereich verschiedener Turbinentypen über der spezifischen Drehzahl [14, S. 533]

Wie in Abschnitt 2.2.3 gezeigt wird, ist die spezifische Drehzahl eine entscheidende Kenngröße für die Auslegung der Laufrad- und Bechergeometrie.

Abgesehen von der Energiewandlung in der Turbine und der Spezifischen Drehzahl unterscheidet man die verschiedenen Turbinentypen auch hinsichtlich ihres Einsatzbereiches. Bild 2.2 zeigt die gängigsten Wasserturbinen und deren Einsatzbereiche bezüglich Durchfluss und Fallhöhe.

Aus Abbildung 2.2 ist ersichtlich, dass Pelton-Turbinen bei teils sehr geringen Volumenströmen operieren und andererseits mit sehr großen Fallhöhen arbeiten. Der Bereich der nutzbaren Fallhöhe reicht von weniger als 100 m bei Kleinwasserkraftanlagen bis hin zu etwas mehr als 1800 m in Bieudron in der Schweiz [49]. Derart große Fallhöhen werden vor allem bei Speicherkraftwerken erreicht, daraus resultiert, dass Pelton-Turbinen

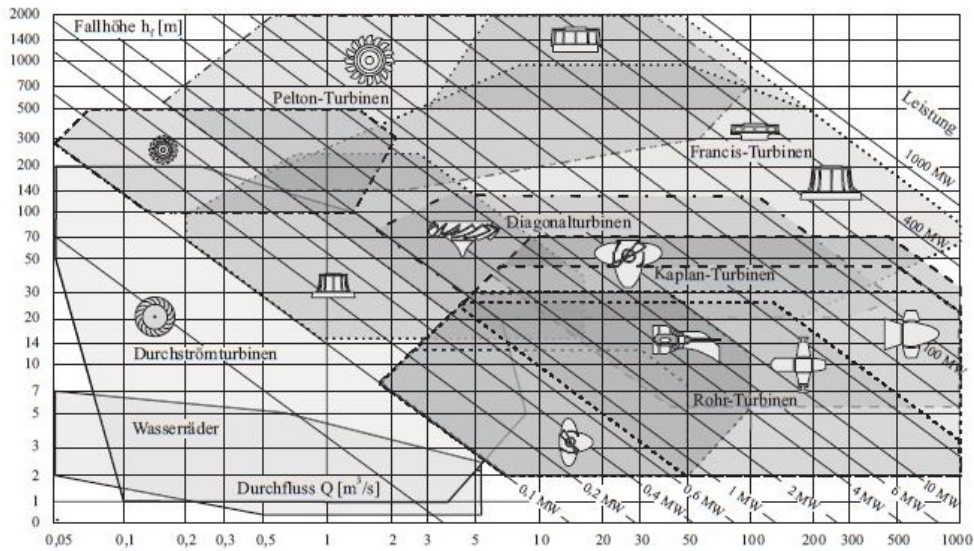


Bild 2.2: Einsatzbereiche verschiedener Turbinentypen nach Durchfluss und Fallhöhe [14, S. 543]

vermehrt in derartigen Kraftwerken zum Einsatz kommen. Um größere Durchflüsse bei der Verwendung von Pelton-Turbinen abarbeiten zu können, muss auf mehrdüsigte Maschinen zurückgegriffen werden, da der Durchsatz je Düse nicht beliebig gesteigert werden kann und mit etwa $10 - 11 m^3/s$ begrenzt ist [14, S. 598].

Ein weiteres, grundlegendes Merkmal der Pelton-Turbine ist die Tatsache, dass es sich um eine Freistrahlturbine bzw. Gleichdruckturbine handelt. Das bedeutet, dass es im Gehäuse von Luft mit Atmosphärendruck umgeben ist und zum nur teilweise von einem oder mehreren Hochgeschwindigkeits-Wasserstrahlen beaufschlagt wird. Durch das Laufen in Luft mit Atmosphärendruck entstehen sogenannte Ventilationsverluste, die durch die kontinuierliche Verdrängung der Luft im Turbinengehäuse entstehen. Vergleicht man diese mit der Leistung der Turbine, so sind sie auf Grund der geringen Dichte von Luft vergleichsweise klein. Besonders mit zunehmender Fallhöhe reduziert sich dessen relativer Anteil. Wie jedoch später erklärt wird, können die Ventilationsverluste durch den Wasseranteil in der zirkulierenden Luft deutlich zunehmen.

Drüber hinaus ist in allen Betriebszuständen sicher zu stellen, dass ein Waten des Laufrades im Unterwasser zwingend vermieden wird. Das wird erreicht, indem ein ausreichend großer Freihang¹ bestehen bleibt. Der Freihang führt zwar zu einem Verlust an Fallhöhe, ist für den Betrieb allerdings notwendig.

Anders als bei Francis- und Kaplan-Turbinen wird bei Pelton-Maschinen das Laufrad nur an bestimmten Stellen mit Wasser beaufschlagt. Man spricht daher von Teilbeaufschlagung. Im Regelfall geschieht dies ausschließlich an der Innenseite der Becher des

¹Vertikaler Abstand zwischen dem Turbinenrad und dem Unterwasserspiegel

Laufrades, wobei davon nicht alle gleichzeitig beaufschlagt werden. Die Teilbeaufschlagung führt zu den äußerst komplexen Strömungsverhältnissen in der Pelton-Turbine – wie dies in Abschnitt 1.1 erläutert wurde.

Vergleicht man Pelton- und Francis-Turbinen so weisen Erstere einen etwas geringeren Spitzenwirkungsgrad auf. Allerdings verläuft die Wirkungsgradkurve relativ flach, so dass auch bei geringerem, relativem Durchfluss noch ein hoher Turbinenwirkungsgrad erreicht wird. Dies liegt daran, dass sich bei der Pelton Turbine – unabhängig von der Düsenöffnung – die Strahlgeschwindigkeit kaum ändert [14]. Demgegenüber erfolgt beispielsweise bei Francis-Turbinen die Lastregelung durch das Verstellen der Leitschaufeln. Dies bringt naturgemäß eine Änderung der An- und Abströmung des Turbinenrades mit sich, die zu einer Abnahme der Effizienz führen. Dieses Verhalten wird in nachfolgender Darstellung 2.3 verdeutlicht, wobei die Wirkungsgradkurve der Pelton-Turbine nur für eine eindüsige Maschine gültig ist.

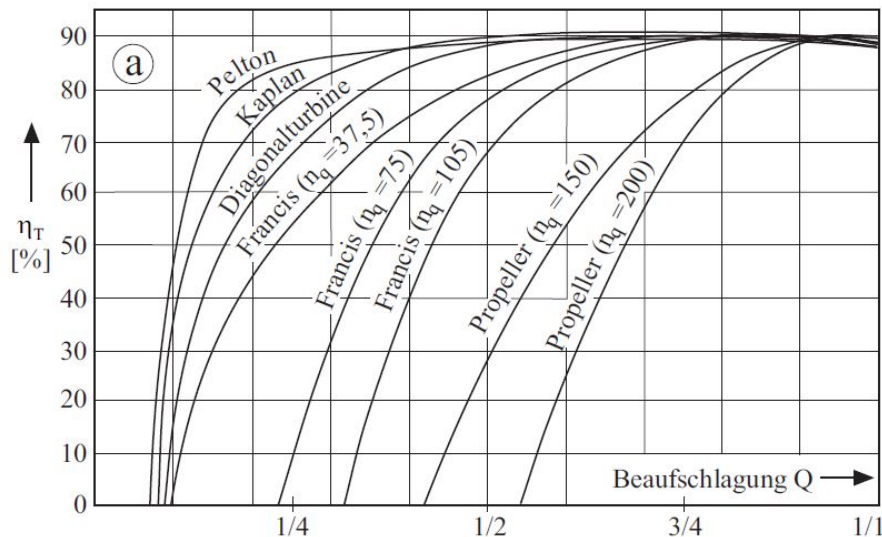


Bild 2.3: Wirkungsgradverlauf verschiedener Turbinentypen [14, S. 545]

Aus diesem Grund eignet sich die Pelton-Turbine besonders bei häufigem Betrieb im Offdesign Bereich und bei sich ändernden Bedingungen (Speicherbewirtschaftung). Zusätzlich können bei mehrdüsigen Pelton-Turbinen einzelne Düsen abgeschaltet und der Betrieb so auf ein verändertes Wasserangebot angepasst werden.

2.2 Aufbau von Pelton-Turbinen

Die Pelton-Turbine, die auch als Freistrahlturbine bekannt ist, besteht im Wesentlichen aus einem Verteilrohr, einer oder mehreren Düsen und dem Laufrad selbst, welches von einem Gehäuse umgeben wird.

Grundsätzlich können Pelton-Turbinen mit horizontaler Wellenanordnung (siehe Bild 2.4 und mit vertikaler Wellenanordnung (siehe Bild 2.5) ausgeführt werden. Ob die Turbine mit horizontaler oder vertikaler Anordnung der Turbinenwelle ausgeführt wird, hängt von verschiedenen Gegebenheiten ab. Anlagen mit ein oder zwei Düsen werden häufig mit horizontaler Welle ausgeführt. Dadurch ergibt sich eine bessere Zugänglichkeit zum Laufrad, was im Falle einer Wartung oder eines Laufradtausches geringere Stillstandszeiten ermöglicht. Kommen mehrere Düsen zum Einsatz, ist es vorteilhaft die Wellenanordnung senkrecht zu wählen. Die senkrechte Anordnung bietet nach MENNY [23] einige Vorteile. Diese Bauform ermöglicht in Verbindung mit bis zu sechs am Umfang verteilten Düsen die Verwendung eines kleineren Laufrades.

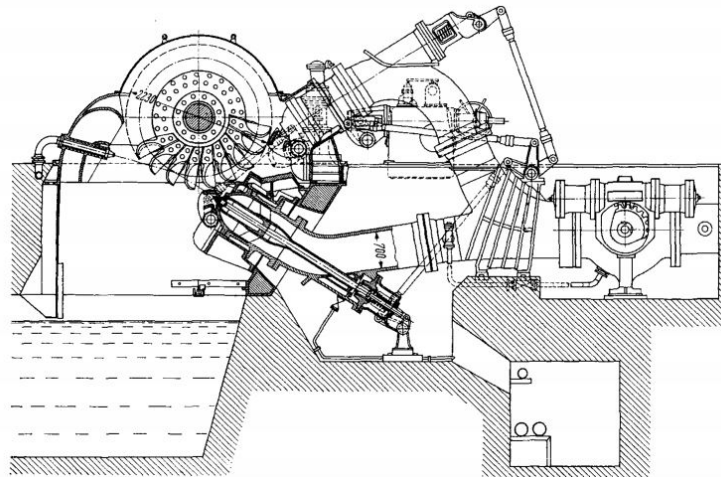


Bild 2.4: Zweidüsige Pelton-Turbine mit horizontaler Welle [35, S. 206]

Damit kann die gesamte Anlage kleiner dimensioniert und zusätzlich Kosten gespart werden. Gleichzeitig kann mit der gleichmäßigen Anordnung mehrerer Düsen am Umfang die einseitige Belastung der Turbinenwelle vermieden werden. Die Anzahl der Düsen ist jedoch mit sechs limitiert, da die Becher bei mehr als sechs Düsen nicht mehr vollständig entleert werden, bevor der Eingriff in den nächsten Stahl erfolgt. Für horizontal ausgerichtete Turbinenachsen wird bei mehr als zwei Düsen der Aufwand für die Ausführung des Verteilrohres sehr komplex und erfordert stark gekrümmte Rohrleitungen. Ein weiteres, größeres Problem ergibt sich durch das austretende Wasser. Bei waagrechter Wellenanordnung muss stärker auf das aus den Bechern austretende Wasser gachtet werden. Die Gefahr, dass dieses mit dem Laufrad kollidiert und damit zu zusätzlichen Verlusten führt, ist in diesem Fall größer.

2.2.1 Verteilrohrleitung

Die Verteilrohrleitung ist jene Komponente, die zwischen der Druckrohrleitung und den Düsen angeordnet ist. Im Falle einer eindüsigen Maschine ist keine Verteilrohrleitung im

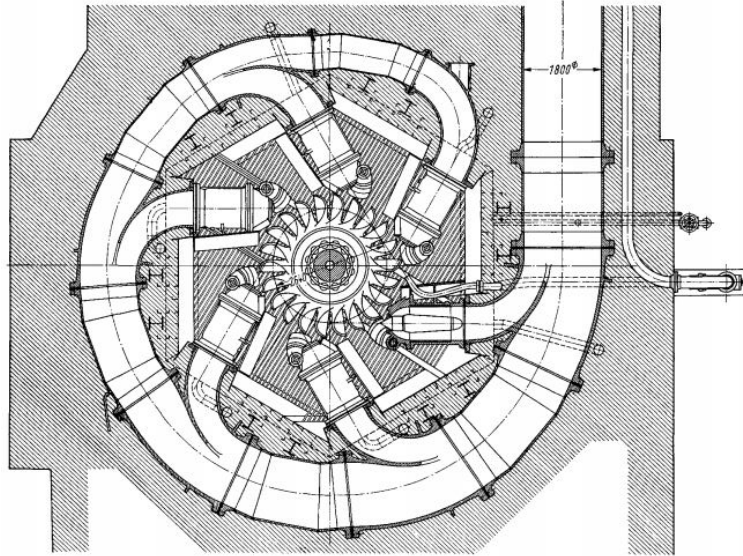


Bild 2.5: Sechsdüsige Pelton-Turbine mit vertikaler Welle [35, S. 208]

eigentlichen Sinne notwendig. Bei zwei- und mehrdüsigen Maschinen muss das aus der Druckrohrleitung kommende Wasser auf die einzelnen Düsen aufgeteilt werden. Dabei ist es entscheidend, dass die Mengenaufteilung möglichst gleichmäßig erfolgt. Geringe Abweichungen vom Ideal sind jedoch unvermeidbar, da sich auf Grund von Strömungsverlusten über die Rohrlänge ein Druckverlust aufbaut. Dieser resultiert in einer geringen, zunehmenden Abnahme des Durchflusses der Düsen mit ansteigender Düsenzahl in Umlaufrichtung.

Strömungsverluste in der Verteilrohrleitung sind ohnedies nicht wünschenswert und durch eine entsprechende Auslegung und Gestaltung der Verteilrohrleitung bzw. der Verzweigung möglichst gering zu halten. In Bild 2.4 und Bild 2.5 kann man gut erkennen, dass die Strömung mitunter stark umgelenkt werden muss. Dabei sollte die Krümmung in den Rohrbögen möglichst gering gehalten werden. Das gilt besonders an den Verzweigungen zu den Düsenstöcken, da an diesen Stellen Sekundärströmungen induziert werden, die in der Düse nicht mehr gänzlich abgebaut werden können und die Strahlqualität negativ beeinflussen [54]. Gleichermäßen kommt es an starken Krümmungen vermehrt zu Strömungsablösungen an der Bogeninnenseite, die zu Strömungsverlusten führen.

2.2.2 Düse

Die Düse schließt in Strömungsrichtung an die Verteilrohrleitung bzw. an die Druckrohrleitung an und endet im Düsenmundstück mit der Düsennadel.

Bild 2.6 zeigt die wichtigsten Komponenten der Düse mit Düsennadel, Düsenmund-

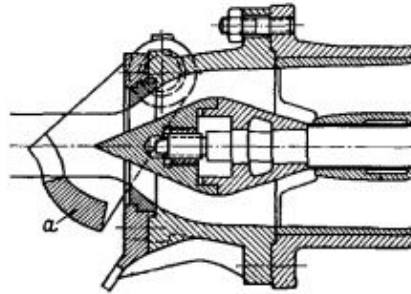


Bild 2.6: Düse der Pelton-Turbine mit Strahlablenker [35, S. 206]

stück, Führungskreuz und dem Strahlablenker.

In der Düse wird die anliegende Druckenergie gänzlich in Geschwindigkeitsenergie umgewandelt und der Strahl ausgebildet. Der Ausbildung des Strahls kommt besondere Bedeutung zu, da die Effizienz und die Belastung der Turbine maßgeblich durch die Strahlqualität beeinflusst werden. Der Strahlquerschnitt sollte möglichst nicht von der idealen Kreisform und der Strahlachse abweichen [40]. Weicht der Strahl maßgeblich von der idealen Strahlachse, besonders aus der Mittelebene des Laufrades, ab, so wird eine zunehmende axiale Kraftkomponente induziert. Dadurch kann die stukurelle Belastung des Laufrades erheblich zunehmen. EGUSQUIZA ET AL. [11] hat gezeigt, dass es durch eine exzentrische Beaufschlagung der Becher zu erhöhter Gefahr von Materialermüdung am Becher-Ausschnitt kommen kann. Darüber hinaus ist ein gleichmäßiges Geschwindigkeitsprofil des Strahls erwünscht. Beides wird durch die Ausführung von Düsennadel, Düsenmundstück und Führungskreuz beeinflusst. Erstere muss mit Sorgfalt konstruiert und mit hoher Oberflächenqualität ausgeführt werden. Dies dient – angesichts der hohen Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Bereich – auch der Verringerung von Verlusten. Das Führungskreuz, welches die Düsennadel führt, beeinflusst das Strahlbild der Düse. Je nach Anordnung der Führungsprofile können Drall und Sekundärströmungen mehr oder minder reduziert werden und zu einer Vergleichmäßigung des Geschwindigkeitsprofils führen.

Zudem stellt die Düse das Lastregelorgan der Pelton-Turbine dar. Die Regelung der Turbine erfolgt dabei durch das axiale Verschieben der Düsennadel, wodurch sich der Öffnungsquerschnitt am Austritt der Düse und damit auch der Durchfluss verändert. Die Betätigung der Düsennadel kann auf zwei Arten erfolgen. Zum einen besteht die Möglichkeit der Verwendung eines innenliegenden Aktuators wie in Bild 2.5 dargestellt ist. Dieser bietet den Vorteil, dass keine Verstellstange nach außen geführt werden muss, sollte jedoch auf Grund der schlechteren Zugänglichkeit weitgehend wartungsfrei sein. In Bild 2.4 ist eine Verstelleinrichtung mit außenliegender Betätigung dargestellt. Diese Ausführung ist vergleichsweise wartungsfreundlich, führt allerdings in den Rohrbögen zur Düse zu schlechteren Strömungsverhältnissen. Nach GIESEKE ET AL. [14, S. 594] findet bei neuen Anlagen zunehmend die innenliegende Betätigung mittels Servomotor

(hydraulisch betätigt) Anwendung.

Bei der Lastregelung kommt es beim schnellen Schließen der Düse zu einem Druckanstieg bzw. zu einem Druckstoß in den Rohrleitungen [14]. Um diese dadurch nicht zu überlasten, ist durch Schließen der Düse nur eine langsame Regelung der Turbine zulässig. Um dennoch eine sehr schnelle Regelung zu ermöglichen, ist vor der Düse ein sogenannter Strahlablenker oder ein Strahlabdrücker angeordnet (siehe Bild 2.6 und 2.7). Diese können in wenigen Sekundenbruchteilen geschaltet werden.

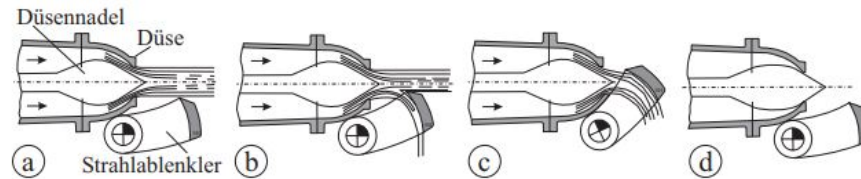


Bild 2.7: Strahlablenker zur Regelung der Pelton-Turbine: a) voller Durchfluss, b) Strahlableitung, c) Strahlumlenkung, d) Düse geschlossen [14, S. 572]

Dieser greift bei einer Lastabnahme in den Strahl ein und reduziert damit in einem ersten Schritt die Leistung der Turbine. Danach erfolgt eine Anpassung der Düsennadelstellung, bis der gewünschte Durchfluss hergestellt ist.

Im Bereich des Düsenaustrittes treten teils sehr hohe Geschwindigkeiten auf, die durch Anwendung der Bernoulli Gleichung theoretisch in einer Geschwindigkeit c ausgedrückt werden können. Dieser Zusammenhang in Gleichung 2.2 stimmt – aus Gründen die später erläutert (s. Abschnitt 2.3) werden – nicht vollständig mit der Realität überein. Dies liegt zum einen an einer Besonderheit der Pelton-Turbine in Bezug auf die Nutzung der Fallhöhe und zum anderen treten auch Verluste in der Düse auf, die zu einer Reduktion der tatsächlichen Geschwindigkeit führen.

$$c = \sqrt{2 \cdot g \cdot H} \quad (2.2)$$

Entsprechend Gleichung 2.2 ergibt sich bei einer Fallhöhe H von 1000 m eine theoretische Geschwindigkeit (ohne Berücksichtigung von Reibung) c von rund 140 m/s. Auf Grund dessen können die Düsennadel und die Becher des Laufrades sehr starken abrasiven Effekten ausgesetzt sein, besonders dann, wenn das Wasser mit harten Sedimenten versetzt ist. Laut BREKKE [8] ist der Verschleiß durch Abrasion von der Größe, der Form und der Zusammensetzung der Partikel im Wasser abhängig. Da dies oft nicht vermieden werden kann, ist ein wartungsfreundlicher Aufbau der Düse notwendig, um eine Instandsetzung gegebenenfalls rasch durchführen zu können.

In der Regel werden die Düsen mit Schutzabdeckungen versehen, welche sie vor Tropfenerosion schützen. Bei Eingriff des Strahlablenkens wird zumindest ein Teil oder der gesamte Strahl so abgelenkt, dass dieser auf die benachbarte Düse trifft (bei mehrdüysigen Maschinen). In diesem Fall ist die Schutzabdeckung entscheidend, um den Verschleiß der Düse zu limitieren. Teilweise hat diese Komponente auch die Aufgabe

den Strahl vor Wassertröpfchen zu schützen (Strahlschutzdach), da die Kollision von Strahl und Tröpfchen das Strahlbild negativ beeinflusst [18].

2.2.3 Turbinenrad

Das Turbinenrad ist das Herzstück der Turbine und besteht im Wesentlichen aus der Radscheibe und den am Umfang befestigten Bechern.



Bild 2.8: Laufrad einer Pelton-Turbine [23, S. 49]

Je nachdem ob es sich um kleinere oder größere Pelton-Laufräder handelt, werden diese aus einzelnen Schaufeln und der Radscheibe aufgebaut oder als gesamtes aus einem Block gefräst. Bei sehr großen Rädern kommen verschiedene Verfahren zur Herstellung zum Einsatz. Zum einen können diese auch aus einem einzigen Schmiedeteil gefräst werden und zum andern werden zuerst die Radscheibe mit den Becheransätzen aus einem Block gefräst. Anschließend wird der verbleibende Teil der Becher durch ein spezielles, formgebendes Schweißverfahren in Lagen aufgeschweißt [14]. An den Werkstoff für Pelton-Turbinen werden dabei eine Reihe von Anforderungen gestellt. Dieser sollte eine hohe Festigkeit und Verschleißfestigkeit aber gleichzeitig auch eine gute Zähigkeit aufweisen, da die Becher mit hoher Frequenz wiederholt mit Last beaufschlagt und wieder entlastet werden. Zur äußeren Krafteinwirkung durch den Wasserstrahl wird die auf die Becher wirkende Fliehkraft überlagert. In der Gesamtheit wird das Laufrad schwelend belastet. Abgesehen von diesen Eigenschaften ist auch eine gute Schweißbarkeit des Werkstoffes von Nöten. Einerseits da in manchen Fällen die Laufräder – wie zuvor beschrieben – mitunter durch Auftragschweißen hergestellt werden und andererseits, da die Laufräder bei Verschleiß durch Schweißen repariert werden. Es wird dabei das im Betrieb durch Abrasion abgetragene Material wieder aufgeschweißt, um die ursprüngliche Geometrie wieder herzustellen. Daraus ergibt sich eine weitere Anforderung. Der Werkstoff sollte einen hohen Verschleißwiderstand aufweisen. Wie zuvor erwähnt, ist Verschleiß durch Abrasion in manchen Fällen ein großes Problem. So führen harte, feine Sedimente und Partikel wie Quarzsand oder Gletscherschliff zu schnellem Materialabtrag an der Haupt- und Nebenschneide sowie am Bechergrund. Bei Kraftwerken die ihr Wasser aus einem Gletschergebiet beziehen, kann schon

innerhalb eines Jahres eine Schädigung des Laufrades eintreten, die durch Reparatur nicht wieder beseitigt werden kann. Zur Verringerung des Verschleißes werden bei neueren Laufrädern verschleißmindernde Beschichtungen aufgetragen. Nach GIESECKE ET AL. [14, S. 618] kommen hierfür Wolfram-Carbid-Beschichtungen, die aus pulverförmigen Werkstoffgemischen mittels Hochgeschwindigkeits-Flammspritzen aufgetragen werden oder nichtmetallische, keramische Überzüge zur Anwendung.

Spezifikation von Laufrad und Becher

Die Becher des Laufrades sind in ihrer Erscheinung einfach aufgebaut, in ihrer geometrischen Definition jedoch äußerst komplex. Ihr Aufbau ist grundsätzlich Symmetrisch. In der Symmetrieebene ist die Hauptschneide bzw. der Strahlteiler angeordnet, der den Becher in zwei Hälften teilt. Die Hauptschneide hat die Aufgabe den auftreffenden Strahl zu teilen und in die jeweilige Becherhälfte abzulenken. Um dies möglichst verlustfrei zu ermöglichen, weist die Hauptschneide eine – unter Beachtung der Festigkeitsgrenzen – möglichst scharfe Kante auf. Eine ausgeprägte Abrundung oder Fehlstellen in der Geometrie würden eine Störung der Strömung beim Eingriff der Hauptschneide in den Strahl mit sich bringen und möglicherweise zu Kavitation führen [28]. Am äußeren Umfang besitzen die Becher den sogenannten Ausschnitt. Dieser ist notwendig, damit der Becher möglichst störungs- und verlustfrei in den Strahl eindringt. Der Becher sollte vielmehr in den Strahl hineinschneiden, weshalb der Ausschnitt scharfkanntig angeschliffen ist und nur einen möglichst geringen Radius aufweist. Auch die Neigung der Nebenschneide gemeinsam mit der an der Becherrückseite verlaufenden Freifläche spielen eine entscheidende Rolle bei der Strahl-Becher-Interaktion. Wird für diese Fläche ein falscher Winkel gewählt, kann dies im Betrieb zu Kavitation führen.

Für die Dimensionierung von Pelton Laufrädern und der Bechergeometrie gibt es in der einschlägigen Fachliteratur [36, 14, 35, 23, 54] einige Empfehlungen, wie die Größenverhältnisse am Pelton-Laufrad auszulegen sind. Diesen Beziehungen basieren auf der Analyse bestehender Maschinen, intensiven Modellversuchen und analytischen Überlegungen und bestehen teilweise bereits seit vielen Jahren. Dennoch sind diese – auch wenn unterschiedliche Autoren leicht unterschiedliche Anhalte empfehlen [39] – größtenteils immer noch gültig.

In Bild 2.9 ist ein Pelton Becher mit seinen Merkmalen und einigen der charakteristischen Dimensionen dargestellt. Wichtige Abmessungen stellen die Becherlänge L , die Becherbreite b , die Bechertiefe t und der Ein- und Austritswinkel β_1^* und β_2^* dar. Für das Laufrad im Ganzen ist der Strahlkreisdurchmesser D_1 sowie die Anzahl der Becher z_0 kennzeichnend.

Bei der Auslegung der Becher- und Laufradgeometrie werden einige Kennzahlen eingeführt, um die Umfangsgeschwindigkeit bzw. Strömungsverluste in der Düse und an der Becheroberfläche dimensionslos darzustellen. Diese Größen haben sich in Praxis etabliert und werden von verschiedenen Autoren unterschiedlich bezeichnet. Nachfolgend wird die Notation von RIEMANN [39] verwendet. Der Verlust in der Düse wird

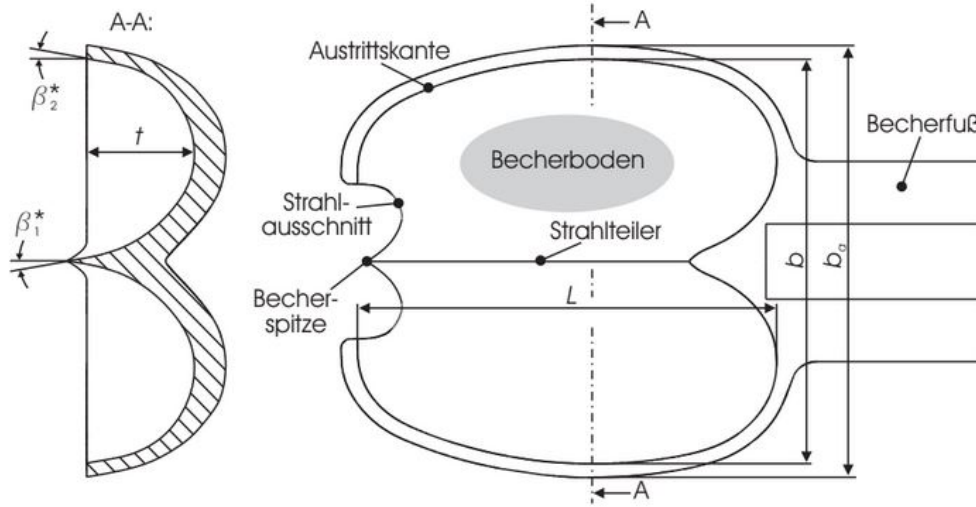


Bild 2.9: Hauptabmessungen und Bezeichnungen am Pelton-Becher [39, S. 11]

durch die Kennzahl k_c und der Verlust an der Becheroberfläche durch k_w berücksichtigt. Die dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit wird als k_u bezeichnet.

$$k_w = \frac{w_2}{w_1} \quad (2.3)$$

$$k_c = \frac{c_1}{\sqrt{2 \cdot g \cdot H}} \quad (2.4)$$

$$k_u = \frac{u}{c_1} \quad (2.5)$$

Im Anschluss soll die Auslegung der wichtigsten Dimensionen anhand von GIESECKE ET AL. [14] vorgestellt werden (sofern nicht anders angegeben). Für die Erstauslegung einer Pelton-Geometrie sind meist nur wenige Basisgrößen wie die Fallhöhe H und der Volumenstrom Q bekannt. In einem ersten Schritt wird nach Gleichung 2.1 die auf eine Düse bezogene spezifische Drehzahl $n_{q,D}$ berechnet, wobei zu Beginn die Anzahl der Düsen z_0 nicht bekannt ist. Bei der Wahl der Anzahl der Düsen sollte beachtet werden, dass der Volumenstrom je Düse die folgende Bedingung erfüllt

$$Q_D \leq 10 - 11 \text{ m}^3/\text{s}. \quad (2.6)$$

Mit bekanntem Durchfluss Q_D und der gegebenen Fallhöhe H kann mit nachfolgendem Diagramm aus Bild 2.10 der Strahlkreisdurchmesser D_1 und die Drehzahl n abgeschätzt werden. Bei der Auswahl der Drehzahl muss beachtet werden, dass diese in Kombination mit der Polparzahl p des Generators und dem Zusammenhang aus Gleichung 2.7 mit der jeweiligen Netzfrequenz übereinstimmt.

$$n = n_{\text{sync}} = \frac{f}{p} \cdot 60 \quad (2.7)$$

Für das Produkt aus den Gleichungen 2.4 und 2.5 wird von DE SIERVO & LUGARESI [10] aus der Untersuchung von mehr als 90 verschiedenen Pelton-Turbinen folgende Beziehung abgeleitet:

$$k_c \cdot k_u = \frac{u}{\sqrt{2 \cdot g \cdot H}} = 0,5445 - 0,0116 \cdot n_{q,D} \quad (2.8)$$

BOHL [7] empfiehlt einen Bereich für $k_c \cdot k_u = 0,45 \dots 0,49$. Drückt man den Strahlkreisradius durch $D_1 = u \cdot 60 / (n \cdot \pi)$ aus, so erhält man aus Gleichung 2.8 einen Ausdruck für den Strahlkreisradius:

$$D_1 = \frac{60 \sqrt{2 \cdot g \cdot H}}{\pi \cdot n} \cdot k_c \cdot k_u \quad (2.9)$$

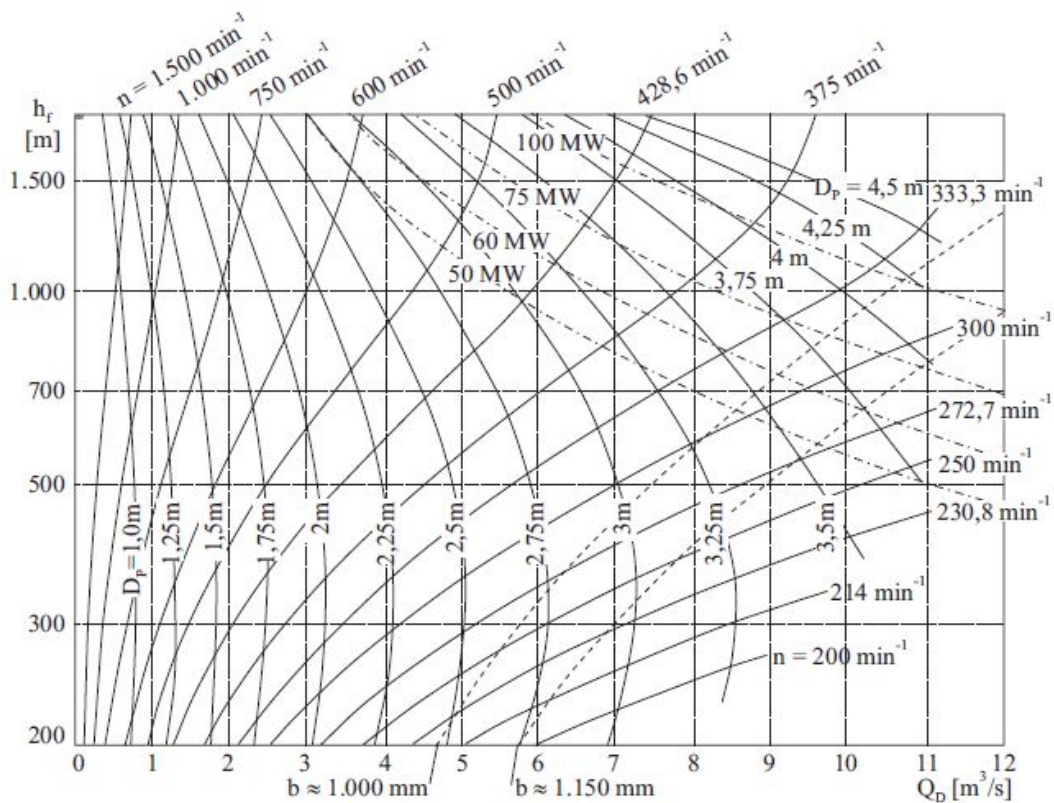


Bild 2.10: Auslegungsdiagramm für Pelton-Turbinen [14, S. 622]

Aus dem bekannten Durchfluss Q_D und der Anzahl der Düsen ergibt sich der Strahldurchmesser d_0 zu folgendem Ausdruck:

$$d_0 = \sqrt{\frac{4Q_D}{c_1 \cdot \pi}} = \sqrt{\frac{4Q_D}{\sqrt{2} \cdot g \cdot H \cdot k_c \cdot \pi}}. \quad (2.10)$$

Der Verlustbeiwert der Düse wird mit einem Bereich von $k_c = 0,96 \dots 0,99$ angegeben. Werden in Gleichung 2.1 die beiden Gleichungen 2.9 und 2.10 eingesetzt, so kann $n_{q,D}$ durch das Verhältnis von d_0/D_1 ausgedrückt werden.

$$n_{q,D} = \frac{30 \cdot (2 \cdot g)^{3/4}}{\sqrt{\pi}} \cdot k_c \cdot k_u \sqrt{k_c} \cdot \frac{d_0}{D_1} \quad (2.11)$$

Aus dieser Beziehung kann nun abgeleitet werden, dass mit zunehmender spezifischer Drehzahl der Laufraddurchmesser abnimmt. Daher ist es aus wirtschaftlichen Überlegungen sinnvoll, ein möglichst hohes $n_{q,D}$ zu wählen. Der Drehzahl sind aus festigkeits- und fertigungstechnischen Gründen nach oben hin jedoch Grenzen gesetzt. Mit zunehmender Drehzahl steigt die Fliehkraft überproportional an und darüber hinaus erschweren sich mit abnehmender Becherteilung die Herstellung und die mögliche Überhöhung der Becher. Eine zu geringe Becherteilung kann auch dazu führen, dass das Wasser beim Ausströmen aus dem Becher mit nachfolgenden Bechern kollidiert. Darüber hinaus nimmt auch die Gefahr von Kavitation am Becher zu. Aus diesem Grund werden aus Erfahrungswerten folgende Beziehungen

$$\frac{D_1}{d_0} \geq 9 \quad \text{bzw.} \quad n_{q,D} \leq 17,53 k_c k_u \sqrt{k_c} \quad (2.12)$$

als Grenzwerte empfohlen. PFLEIDERER ET AL. [35, S. 214] geben einen oberen Grenzbereich für $n_{q,D} = 9,5 \dots 10,5$ an, wobei das Wirkungsgradoptimum bei Werten von $4 \dots 6$ angegeben werden.

Auf diese Kriterien sollte die anfangs gewählte Drehzahl überprüft werden und gegebenenfalls eine Korrektur der Drehzahl oder der Anzahl der Düsen vorgenommen werden. Um weitere Dimensionen des Pelton-Rades aber im speziellen des Bechers auszulegen, werden verschiedene Anhalte angegeben. Nachfolgende Tabelle 2.1 in Anlehnung an RIEMANN [39] soll eine Übersicht über die Empfehlungen verschiedener Autoren geben.

Die Ein- und Austrittswinkel β_1^* und β_2^* sind geometrische Größen, die nicht mit der Strömungsrichtung übereinstimmen müssen. Am Becheraustritt kommt es zu einer Winkelübertreibung, sodass die Strömung in einem Winkel größer als β_2^* aus dem Becher austritt. Der tatsächliche Austrittswinkel β_2 ist, Erfahrungswerten entsprechend, um etwa $4 \dots 8^\circ$ größer und nimmt mit zunehmendem Verhältnis d_0/D_1 zu [36]. Dies ist bei der Definition der Austrittskante zu berücksichtigen. Wobei ein zu geringer Winkel dazu führen kann, dass das austretende Wasser den nachfolgenden Becher touchiert und ein zu großer Austrittswinkel den Wirkungsgrad reduziert.

Aus den Tabellenwerten kann abgeleitet werden, dass es trotz dieser Beziehungen teils große Spielräume gibt. Für eine optimale Becherauslegung ist daher eine Menge

Tabelle 2.1: Zusammenfassung von Auslegeanhalten für Pelton-Becher

	GIESECKE ET AL. [14]	PFLEIDERER ET AL. [35]	BOHL [7]	RAABE [36]	MENNY [23]
b/d_0	2, 8 ... 3, 6	3, 5 ... 4 (VL) 2, 8 ... 3, 2 (TL)	2, 5 ... 3, 2	3 ... 4	2, 5 ... 3, 2
L/d_0	2, 8 ... 3, 4		2, 1 ... 2, 7	3 ... 4	2, 1 ... 2, 7
t/d_0	0, 95		0, 85 ... 0, 96		0, 85 ... 0, 96
D_a	$D_1 + L$				
β_1^*		7 ... 15°	7 ... 17°	11°	7 ... 15°
β_2^*			4 ... 29°	7°	4 ... 7°

Erfahrung notwendig.

Auf eine weitergehende Auslegung, das Turbinengehäuse betreffend, wird an dieser Stelle verzichtet. Es sei dennoch darauf hingewiesen, dass die Bedeutung des Gehäuses nicht zu unterschätzen sei, wie RENTSCHLER ET AL. [38] zeigt.

2.3 Energieumsetzung im Laufrad

Wie bereits erwähnt, beginnt in der Pelton-Turbine die Energiewandlung bereits in der Düse. In dieser wird die anliegende Fallhöhe in Geschwindigkeit des Wasserstrahls gewandelt. Anders als bei Überdruckturbinen kann bei der Pelton-Turbine nicht die vollständige, geodätische Höhendifferenz genutzt werden.

Wie aus Darstellung 2.11 hervorgeht, befindet sich der Unterwasserspiegel deutlich unter dem Laufrad, welches selbst in Luft rotiert. Dieser vertikale Abstand wird als Freihang H_F bezeichnet und ist für den Betrieb notwendig, verringert jedoch den Wirkungsgrad der Anlage. Bei Kraftwerken mit sehr großen Fallhöhen, wie sie bei Pelton-Kraftwerken häufig vorliegen, spielt dies eine geringere Rolle als bei kleinen Fallhöhen.

Entsprechend Bild 2.11 ergibt sich die nutzbare Fallhöhe H unter Berücksichtigung der Reibungsverluste H_R in der Druckrohrleitung sowie in der Düse zu folgender Gleichung:

$$H = H_{\text{geod}} - H_R - H_F \quad (2.13)$$

Nach Gleichung 2.4 ergibt sich damit die Strahlgeschwindigkeit c_1 .

In Bild 2.12 sind die am Becher auftretenden Geschwindigkeiten dargestellt. Anhand dieser soll in Anlehnung an PERRIG [34] nachfolgend die Energieumsetzung bei der Durchströmung des Pelton-Bechers in vereinfachter Form dargestellt werden. Als Grundlage dafür wird angenommen, dass der Becher mit einem Angriffswinkel von

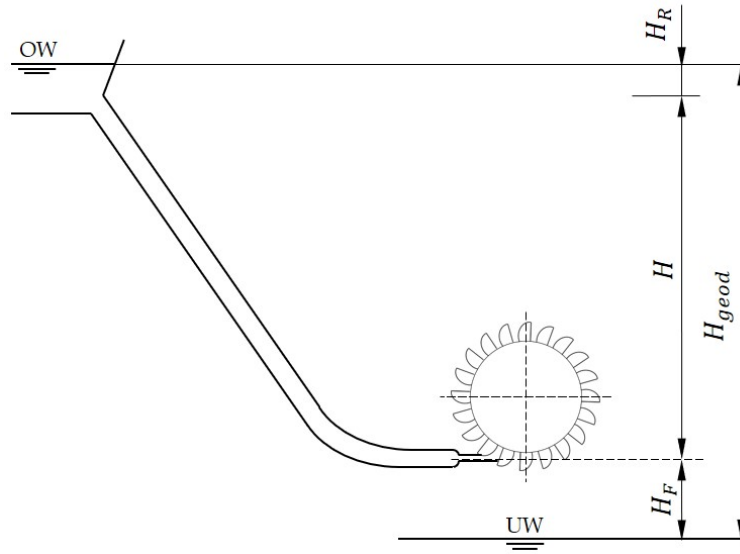


Bild 2.11: Fallhöhe bei einer Pelton-Anlage

90° vom Strahl kontinuierlich beaufschlagt wird. Zudem beschränkt sich diese Betrachtung auf eine gedachte Ebene mit konstantem radialen Abstand von der Rotationsachse, sodass sowohl beim Eintritt des Strahls als auch beim Austritt die gleiche Umfangsgeschwindigkeit $u = u_1 = u_2$ vorliegt. Da die absolute Strahlgeschwindigkeit und die Umfangsgeschwindigkeit beim Strahleintritt die gleiche Orientierung haben, gilt $c_1 = c_{u1}$.

Bei Anwendung der Eulerschen Turbomaschinenhauptgleichung [36] (Gleichung 2.14) kann man erkennen, dass die spezifische Stutzenarbeit Y bei drallfreier Abströmung maximal ist. Dieser Fall liegt vor, wenn die Umfangskomponente von c_2 zu Null wird.

$$Y = H \cdot g = u_1 \cdot c_{u1} - u_2 \cdot c_{u2} = u \cdot (c_1 - c_{u2}) \quad (2.14)$$

Das wäre gleichbedeutend mit einer Umlenkung der Strömung im Becher um 180°. In der Realität verlässt das Wasser den Becher jedoch mit dem Winkel β_2 (der in Bild 2.12 dargestellte Winkel β'_2 entspricht $180^\circ - \beta_2$), womit sich unter Berücksichtigung der Geschwindigkeitsrichtungen

$$c_{u2} = u + w_2 \cdot \cos(\beta_2) \quad (2.15)$$

ergibt. Die Eulersche Turbomaschinenhauptgleichung aus Gleichung 2.14 kann unter Verwendung von k_u , k_c und k_w aus den Gleichungen 2.3, 2.4 und 2.5 folgendermaßen angeschrieben werden:

$$Y = 2 \cdot g \cdot H \cdot k_u \cdot k_c^2 \cdot (1 - k_u)(1 + k_w \cos(\beta_2)) \quad (2.16)$$

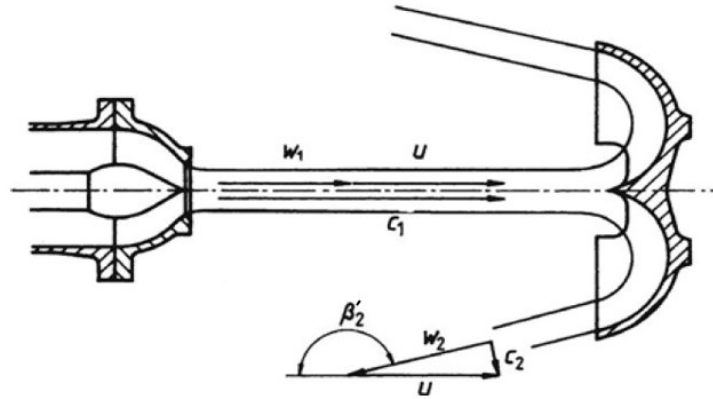


Bild 2.12: Geschwindigkeiten am Pelton-Becher [23, S. 46]

Aus Gleichung 2.16 kann die Leistung bzw. das übertragene Drehmoment abgeleitet werden:

$$P = 2 \cdot g \cdot H \cdot Q_D \cdot \rho \cdot k_u \cdot k_c^2 \cdot (1 - k_u)(1 + k_w \cos(\beta_2)) \quad (2.17)$$

$$M = \frac{D_1}{2} \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H} \cdot Q_D \cdot \rho \cdot k_c \cdot (1 - k_u)(1 + k_w \cos(\beta_2)) \quad (2.18)$$

Um daraus die optimale dimensionslose Umfangsgeschwindigkeit $k_{u,opt}$ zu erhalten, muss nachfolgende mathematische Bedingung erfüllt sein:

$$\frac{\partial P}{\partial k_u} = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial P}{\partial k_u} = 2 \cdot g \cdot H \cdot Q_D \cdot \rho \cdot k_c^2 (1 + k_w \cos(\beta_2))(1 - 2 \cdot k_u) = 0 \quad (2.20)$$

Aus Gleichung 2.20 kann abgeleitet werden, dass die maximale Leistung bei

$$k_u = \frac{1}{2} \quad (2.21)$$

erreicht wird. Erweitert man diesen Zusammenhang mit k_c , so erhält man das maximale Drehmoment bzw. die maximale Leistung bei:

$$(k_u k_c)_{opt} = \frac{k_c}{2} \approx 0,45 \dots 0,50 \quad (2.22)$$

Betrachtet man die maximal zur Verfügung stehende Leistung, gegeben durch das Fluid, in Gleichung 2.23 und das größte wirksame Drehmoment wie bei feststehendem Becher in Gleichung 2.24,

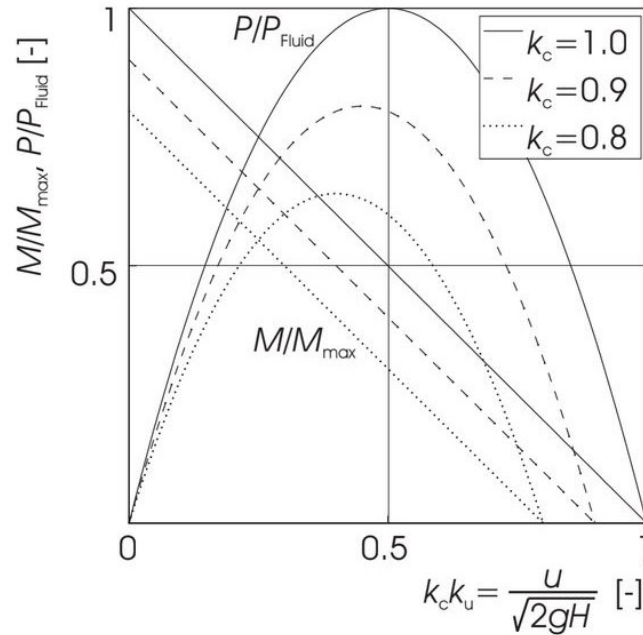


Bild 2.13: Relativer Drehmoment- und Leistungsverlauf für verschiedene Düsenvverlustbeiwerte k_c [39, S. 13]

$$P_{\text{fluid}} = \rho \cdot g \cdot H \cdot Q_D \quad (2.23)$$

$$M_{\text{max}} = \rho \cdot Q_D \sqrt{2 \cdot g \cdot H} \cdot D_1 \quad (2.24)$$

so kann man daraus folgende Beziehungen formulieren:

$$\frac{P}{P_{\text{fluid}}} = \eta_{\text{hyd}} = 2 \cdot k_u \cdot k_c^2 \cdot (1 - k_u)(1 + k_w \cos(\beta_2)) \quad (2.25)$$

$$\frac{M}{M_{\text{max}}} = \frac{1}{2} k_c \cdot (1 - k_u)(1 + k_w \cos(\beta_2)) \quad (2.26)$$

In Bild 2.13 sind die hier gezeigten Funktionen für die übertragene Leistung und das übertragene Drehmoment als Funktion von $k_u k_c$ aufgetragen.

2.4 Verluste der Pelton-Turbine

Betrachtet man eine Pelton-Anlage, so treten in allen Teilbereichen mehr oder minder große Verluste auf. Dem Strömungsweg des Wassers folgend, treten in der Zuleitung des Wassers durch die Druckrohrleitung, in der Verteilrohrleitung, in der Düse, und in

der Turbine selbst Verluste auf. Darüber hinaus kommt es auch in den mechanischen Komponenten sowie dem Generator Einbußen.

Einige der genannten Verlustanteile wurden bis hierher bereits behandelt. So etwa die Strömungsverluste in der Zuleitung, die durch die Verlusthöhe H_F Berücksichtigung finden sowie jene in der Verteilrohrleitung und der Düse, die durch den Koeffizienten k_c beziffert werden. Hier anschließend sollen nun jene Effekte erklärt werden, die in der Turbine selbst auftreten und unmittelbar auf das Turbinenrad wirken. Nach ZHANG [54] können diese grob in folgende Anteile aufgeteilt werden:

- Drallverluste
- Reibungsverluste am Becher bzw. am Laufrad
- Ventilationsverluste
- Mechanische Verluste

Die Drallverluste werden häufig auch als Austrittsverluste bezeichnet und quantifizieren die kinetische Restenergie die im austretenden Wasser noch vorhanden ist. Dieser Anteil findet in der im vorigen Abschnitt 2.3 aufgezeigten Leistungs- bzw. Momentenberechnung durch die Austrittsgeschwindigkeit w_2 Berücksichtigung. Würde sich der Drallverlust auf Null reduziert, so würde sich ein hydraulischer Wirkungsgrad von 100% einstellen. Nun ist für den Betrieb jedoch eine gewisse Austrittsgeschwindigkeit erforderlich, damit das Wasser aus dem Becher wieder austritt. Wie bereits erklärt wurde, sollte es dabei nicht zur Kollision mit nacheilenden Bechern kommen. Zum einen weil dadurch weitere Verluste auftreten und zum anderen, da durch die Beaufschlagung der Becherrückseite eine Schädigung des Bechers durch den sogenannten Tropfenschlag auftreten kann. Die Einbußen resultieren in diesem Fall aus Reibkräften die auf den Becher wirken und auch aus der Ablenkung der Strömung, wodurch es zum Impulsaustausch kommt.

Die Reibungsverluste am Becher bzw. am Laufrad treten überall dort auf, wo das Laufrad mit einem Fluid in Kontakt kommt. Laut ZHANG [54] unterscheidet man hier zwei verschiedene Effekte, den direkten Reibungseffekt und den indirekten Effekt. Diese sind jedoch schwer zu trennen und werden hier deshalb nicht weiter behandelt. Durch die Zähigkeit von Luft und Wasser treten an der Oberfläche Schubspannungen auf, die als Kraft auf das Laufrad wirken. Nun sind nicht all diese Effekte negativ oder verringern den Wirkungsgrad, viel mehr hängt es davon ab, wo die Kräfte angreifen bzw. wie die Relativgeschwindigkeit orientiert ist. Der Strahl wird nach dem Auftreffen auf der Hauptschneide in die beiden Becherhälften abgelenkt. Die dabei auftretende Reibkraft an der Becheroberfläche kann sowohl eine treibende wie auch eine verzögernde Wirkung auf das Laufrad haben. Nach dem Eintreten des Wassers in den Becher wirkt die Reibkraft positiv auf das Drehmoment. Danach verringert die Reibkraft das Drehmoment an der Welle. Zusammenfassend kann man anmerken, dass im vorderen

Teil des Bechers ein positiver Effekt und im hinteren Teil – zur Becher-Wurzel hin – ein negativer Effekt auftritt [54]. In Summe überwiegt jedoch der Verlust, der den Wirkungsgrad verringert.

Die Reibung wird stark durch die Beschaffenheit der Oberfläche geprägt, weshalb darauf zu achten ist, dass diese mit hoher Genauigkeit bzw. mit geringer Rauheit ausgeführt wird.

Auch bei den Ventilationsverlusten spielt Reibung eine wesentliche Rolle. Diese werden durch die kontinuierliche Verdrängung bzw. Zirkulation der im Gehäuse befindlichen Luft verursacht. In der Regel ist die Luft im Gehäuse jedoch mit Spritzwasser aus den Bechern durchsetzt, sodass die Eigenschaften dieses Luft-Wassergemisches für diesen Verlustanteil ausschlaggebend ist. Bei den Ventilationsverlusten tritt zum einen Reibung auf, die entgegen der Laufradbewegung wirkt und zum anderen kommt es durch die Verdrängung der Luft zum Impulsaustausch zwischen dem Fluid und dem Laufrad. Diese beiden Effekte sind kaum voneinander zu trennen [54] und werden stark durch die geometrischen Verhältnisse im Laufrad beeinflusst. Zusätzlich spielen die Form und die Größe des Gehäuses sowie die Größe des Laufrades eine wichtige Rolle. Gleichmaßen ist die Drehzahl von Bedeutung. Die Ventilationsverluste der Pelton-Turbine werden den mechanischen Verlusten angerechnet. Eine Möglichkeit diese zu messen, ist der Auslaufversuch wobei die Lagerreibungsverluste mitgemessen werden. Eine genaue Bestimmung ist damit jedoch auch nicht möglich, da in diesem Fall ausschließlich Luft im Gehäuse vorliegt anstelle des beschriebenen Luft-Wasser-Gemisches.

Abgesehen von den Ventilationsverlusten kommen die mechanischen Verluste auch durch die Lagerreibung zustande. Bei Pelton-Turbinen kommen meist hydrodynamische Gleitlager zum Einsatz, deren Verluste vor allem durch den Schmierstoff und die Relativgeschwindigkeit zwischen Welle und Lager bestimmt werden. Abgesehen von Reibung bei der Lagerung der Turbinenwelle erhöht mitunter auch Reibung in Dichtungen die mechanischen Verluste.

3 Theoretische Grundlagen der numerischen Strömungssimulation

Die numerische Strömungssimulation oder CFD hat sich in den letzten Jahrzehnten von einer Nischentechnologie zu einem großen Industriezweig etabliert. Die Ursache des großen Erfolges dieser Technologie verbirgt sich in der Fülle an Möglichkeiten, die sie bietet. Komplexe Problemstellungen aus einem weiten Feld der Wissenschaft und der industriellen Praxis, beispielsweise in der Physik, der Chemie und Verfahrenstechnik, in Teilen der Medizin und nicht zuletzt im Bereich der Strömungsmaschinen können teilweise mit vergleichsweise geringem Aufwand schnell untersucht werden. Diese Technologie bietet die Möglichkeit, Vorgänge und Phänomene zu analysieren bzw. zu untersuchen, die in der Realität oder in Versuchen nicht zugänglich sind. Verglichen mit Versuchen an physikalischen Modellen ist die numerische Strömungssimulation mit relativ geringem Aufwand verbunden. Dennoch ist zu beachten, dass die Simulation nur bedingt eine Abbildung der realen Vorgänge liefert. Es handelt sich immer um eine modellierte Darstellung der realen Vorgänge, die naturgemäß nur so gut sind, wie die Modelle die verwendet werden. Besonders gilt dies, wie später gezeigt wird, im Bereich der Turbulenz aber auch in der Einbindung von Randbedingungen und deren Modellierung. Aus diesem Grund sind Untersuchungen mittels CFD am besten immer durch Messungen oder auf anderem Wege zu validieren.

In der Strömungsmechanik werden physikalische Problemstellungen durch mathematische Beziehungen und mathematische Modelle beschrieben. Zur Beschreibung des dynamischen Fluidverhaltens von viskosen, isotropen Fluiden werden dabei die Navier-Stokes-Gleichungen herangezogen. Diese fünf Gleichungen bilden ein System aus gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen [22], die sich aus der Erhaltungsgleichung für Masse, den Erhaltungsgleichungen für den Impuls in den drei Raumrichtungen und der Erhaltungsgleichung für die Energie zusammensetzen. Teilweise spricht man in diesem Zusammenhang auch von den Transportgleichungen für Masse, Energie und Impuls wie beispielsweise NOLL [29]. Mit den Navier-Stokes-Gleichungen kann nun die Fluidodynamik vollkommen beschrieben werden, es besteht dabei jedoch das Problem, dass diese nur für äußerst einfache, theoretische Problemstellungen analytisch lösbar sind. Für allgemeine, technische Fragestellungen entziehen sie sich auf Grund zu komplexer Randbedingungen einem analytischen Lösungsweg.

Um das Strömungsverhalten auch in realen, technischen Fragestellungen beschreiben zu können, bedient man sich der numerischen Methoden. Wie später gezeigt wird, verwenden diese eine diskrete, mathematische Formulierung der Gleichungen sowie eine Abbildung der Geometrie durch eine finite Anzahl von Elementen. Im Zuge der Lösung eines fluiddynamischen Problems werden die Erhaltungsgleichungen für jedes der geometrischen Elementen gelöst.

3.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Wie eingangs erklärt wurde, ist für die Beschreibung des dynamischen Fluidverhaltens ein Set von Grundgleichungen notwendig. Dieses Set an Grundgleichungen erhält man aus der Bilanzierung von Masse, Energie und Impuls für ein ortsfestes, infinitesimales Kontrollvolumen (KV) [2]. Diese Betrachtungsweise entspricht der eulerschen Betrachtung. Hier werden ortsfeste Punkte im untersuchten Gebiet beobachtet und die Strömungsgrößen des durch diese Punkte oder Zellen strömenden Fluides beobachtet. Eine alternative Betrachtungsweise stellt die Methoden nach Lagrange dar. Bei der langrangeschen Betrachtungsweise werden einzelne Fluidpartikel beobachtet und die Änderung von deren Strömungsgrößen bzw. Eigenschaften bei deren Bewegung durch den Raum beobachtet. Ein Kontrollvolumen mit den infinitesimalen Kantenlängen dx , dy und dz in den entsprechenden Koordinatenrichtungen ist in Bild 3.1 dargestellt. In diesem Fall weist das Kontrollvolumen ein Volumen von $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ auf.

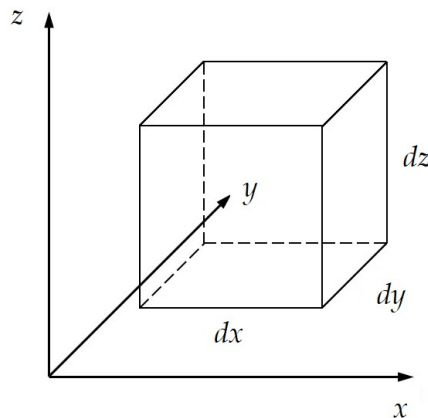


Bild 3.1: Infinitesimales Kontrollvolumen

Es soll an dieser Stelle jedoch angemerkt werden, dass das Kontrollvolumen eine beliebige Form aufweisen kann und nicht an die Geometrie eines Quaders gebunden ist. Die Quader- oder Würfelform erleichtert jedoch das Verständnis bei der Herleitung bzw. der Betrachtung der Erhaltungsgleichungen für ein System in kartesischen Koordinaten.

In den nachfolgenden Gleichungen stellt \vec{v} den Geschwindigkeitsvektor dar, ρ die Dichte des Fluides, p den statischen Druck, T die Temperatur und e die totale innere Energie bezogen auf eine Volumeneinheit.

3.1.1 Massenerhaltungsgleichung

Nach oben angeführter Definition erhält man die Massenerhaltung durch die Bilanzierung der Masse für ein Kontrollvolumen. In differentieller Form kann diese wie folgt dargestellt werden, siehe z.B. ANDERSON ET AL. [2].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.1)$$

In Gleichung 3.1 steht der erste Term auf der linken Seite für die zeitliche Änderung der Dichte im Kontrollvolumen und der zweite Term für die Änderung der Dichte durch Massenflüsse über die Systemgrenzen.

3.1.2 Impulserhaltungsgleichung

Wird das zweite Newtonsche Gesetz auf ein Fluid angewendet, das durch ein infinitesimales KV strömt, so führt dies zur Erhaltungsgleichung des Impulses [2]. Diese kann wie folgt angeschrieben werden, siehe z.B. SANZ [41]:

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \nabla p = \rho \vec{f} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{ij} \quad (3.2)$$

Der erste Term der linken Seite von Gleichung 3.2 stellt die zeitliche Änderung des Impulses im KV dar. Der zweite Ausdruck berücksichtigt die Impulsströme über die Oberfläche des KVs. Der dritte Term der linken Seite stellt die Druckkräfte dar, die auf die Oberfläche wirken. Auf der rechten Seite der Gleichung repräsentiert der erste Ausdruck die Volumenkräfte auf das Kontrollvolumen. Die wohl bedeutendste dieser Kräfte ist die Gewichtskraft in Folge der Erdbeschleunigung g aber auch die Corioliskraft übt hier ihren Einfluss aus. Im letzten Term werden die viskosen Normal- und Schubspannungen berücksichtigt, die an der Oberfläche des KVs wirken [2]. Dabei stellt $\boldsymbol{\tau}_{ij}$ den Spannungstensor dar. Bei der Betrachtung newtonscher Fluide, bei denen die Schubspannungen im Fluid linear proportional der Verzerrungsgeschwindigkeit sind [45], kann der Spannungstensor wie folgt angeschrieben werden [41]:

$$\boldsymbol{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (3.3)$$

In Gleichung 3.3 entspricht μ der dynamischen Viskosität. Der Ausdruck δ_{ij} wird als Kroneckerdelta bezeichnet, dessen Wert 1 annimmt, für den Fall das $i = j$ entspricht. Der Schubspannungstensor umfasst für gewöhnlich Komponenten, die aus Druckkräften hervor gehen und jene, die aus der Verformung der Fluidelementer resultieren. In

Gleichung 3.3 werden nur letztere abgebildet. Die Normalspannungen, die durch hydrostatischen Druck hervorgerufen werden, finden im Druckterm der Impulsgleichung Berücksichtigung.

Wird nun Gleichung 3.3 in die Impulsgleichung (3.2) eingesetzt, so erhält man die wohl bekannteste Form der Navier-Stokes-Gleichung [2]

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{v}\vec{v}) + \nabla p = \rho\vec{f} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (3.4)$$

Betrachtet man ein reibungsfreies Problem, so entfällt obiger Schubspannungsterm und die Impulsgleichung vereinfacht sich zur sogenannten Eulergleichung.

3.1.3 Energieerhaltungsgleichung

Die Energieerhaltungsgleichung kann aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik abgeleitet werden. Wird dieser auf ein Kontrollvolumen angewendet, so erhält man die Energieerhaltungsgleichung. Äquivalent wie bei der Massen- oder Impulserhaltung werden in diesem Fall die Energieflüsse über die Systemgrenzen des Kontrollvolumens bilanziert [41].

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v}(e + p)] = \frac{\partial Q}{\partial t} + \rho\vec{f} \cdot \vec{v} - \nabla \cdot \vec{q} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_{ij} \cdot \vec{v}) \quad (3.5)$$

In Gleichung 3.5 wird die totale innere Energie je Volumeneinheit e bilanziert. Auf der linken Seite der Gleichung steht der erste Term für die zeitliche Änderung der totalen inneren Energie je Volumeneinheit e im KV. Der zweite Term berücksichtigt die Energieflüsse über die Systemgrenzen des KVs und die auf die Oberfläche des KVs wirkenden Druckkräfte. Auf der rechten Seite der Gleichung werden im ersten Term die Auswirkungen innerer Wärmequellen berücksichtigt. Der zweite Term steht für den Einfluss von Volumenkräften. Der dritte Term repräsentiert die Änderung der Energie im KV durch Wärmeleitung an der Systemgrenze, wobei \vec{q} durch das Fouriersche Gesetz (Gleichung 3.6) beschrieben wird. Der letzte Term der rechten Seite wird als Dissipationsterm bezeichnet. Dieser beschreibt die Energie, die für die Deformierung der Fluidteilchen in Folge von Zähigkeitskräften aufgewendet wird.

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (3.6)$$

In Gleichung 3.6 stellt λ den Wärmeleitkoeffizienten dar und T die Temperatur.

Dieses Set an Gleichungen ermöglicht nun die Berechnung der eingangs angeführten Größen ρ, p , den Komponenten von \vec{v}, T und e im Strömungsfeld. Damit stehen allerdings sieben Variablen nur fünf Gleichungen gegenüber, was weitere Gleichungen erfordert. Um das Gleichungssystem zu schließen, kommen in der Regel thermodynamische Zustandsgleichungen zur Anwendung, die eine Beziehung zwischen den thermodynamischen Variablen aufstellen. Diese Zustandsgleichungen sind vom jeweiligen Fluid abhängig und entsprechend auszuwählen.

3.1.4 Vereinfachungen der Grundgleichungen

Die zuvor dargestellten Erhaltungssätze erlauben nun eine vollständige Beschreibung der Fluidodynamik, d. h. mit allen dynamischen Phänomenen und auch für turbulente Strömungen. Wird dieser Ansatz gewählt, ist man jedoch sehr in seinen Möglichkeiten eingeschränkt. Eine derartige Herangehensweise erfordert DNS¹. Dabei handelt es sich um den genauesten Simulationsansatz, der jedoch eine äußerst feine räumlichen und zeitliche Diskretisierung erfordert und mit enormen Kosten² verbunden ist. Zum aktuellen Zeitpunkt ist diese Herangehensweise auf einfache Fragestellungen beschränkt. Um die Lösung der Gleichungen zu erleichtern bzw. zu beschleunigen, werden Vereinfachungen an den Transportgleichungen vorgenommen. Dabei werden – je nach Problemstellung – Terme in den Gleichungen bewusst vernachlässigt oder mit Modellen angenähert. Es handelt sich demnach bei der numerischen Strömungssimulation um einen modellbasierten Lösungsansatz handelt.

Eine sehr gängige Herangehensweise ist, die dynamische Zähigkeit μ als unabhängig von der Temperatur anzusehen. Diese Näherung ist vor allem für gasförmige Fluide zulässig, da bei diesen nur ein schwacher Zusammenhang zwischen Temperatur und Zähigkeit besteht. Bei den meisten Flüssigkeiten stellt sich das anders dar, hier übt die Temperatur in der Regel großen Einfluss auf die Zähigkeitseigenschaften aus. Betrachtet man jedoch ein System, in dem nur geringe Temperaturänderungen auftreten, so ist auch bei Flüssigkeiten eine derartige Herangehensweise zulässig. So geschieht dies in der Regel auch bei der Berechnung von hydraulischen Strömungsmaschinen. Mit dieser Annahme vereinfacht sich das System der Erhaltungsgleichungen zu einem System aus vier Gleichungen, wodurch die Impulsgleichungen von der Energiegleichung entkoppelt und nur noch die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und der Druck (\vec{v}, p) zu lösen sind [1, 46]. Es genügt hierfür die Impulserhaltung und die Massenerhaltung. Eine weitere Vereinfachung ist die Vernachlässigung der Gewichtskraft. Dies ist vor allem bei der Betrachtung von Gasströmungen üblich, kann aber auch bei andern Problemstellungen zu Anwendung kommen.

Darüber hinaus können unter Umständen Inkompressibilität, Idealgasverhalten oder andere fluidbezogenen Eigenschaften unberücksichtigt bleiben [1].

Eine ganz wesentliche Vereinfachung der vollständigen Erhaltungsgleichungen erfolgt durch die Modellierung der Turbulenz. Abgesehen von der Direkten Numerischen Simulation müssen bei allen anderen Ansätzen zur Lösung von reibungsbehafteten Strömungsproblemen die Auswirkungen der Turbulenz vollständig bzw. teilweise durch Modelle abgebildet werden. Einen genaueren Einblick in die Turbulenzmodellierung wird in Abschnitt 3.4 geben.

¹Direct Numerical Simulation

²Spricht man in diesem Zusammenhang von Kosten, so bezieht sich das auf die Berechnung des Problems und ist mit der Berechnungsdauer gleichzusetzen.

3.2 Diskretisierung des Strömungsproblems

Bei der Diskretisierung eines Problems unterscheidet man zwei verschiedenen Schritte. Zum einen werden die mathematischen Modelle zur Beschreibung des Fluidverhaltens aus der kontinuierlichen Form in eine diskrete Form übergeführt. Dies bezieht sich sowohl auf die räumliche als auch die zeitliche Beschreibung der Modellgleichungen. Zum anderen wird das kontinuierliche, geometrische Berechnungsgebiet durch eine finite Anzahl diskreter Teilvolumen, den sogenannten Zellen, abgebildet. Nachfolgend soll sowohl auf die Diskretisierung des Raumes als auch auf jene der Modellgleichungen eingegangen werden.

3.2.1 Diskretisierung des geometrischen Berechnungsgebietes

Dem Berechnungsgitter kommt im Bereich der CFD eine entscheidende Bedeutung zu, unabhängig davon welche Art von Gitter vorliegt. Es definiert jene Punkte im Raum an denen später die Strömungs- und Zustandsgrößen berechnet und gespeichert werden. Darüber hinaus muss das Rechengitter die gegebene Geometrie möglichst genau approximieren. Dies macht das Gitter zu einer wesentlichen Grundlage für die Qualität der Simulation und die Erstellung des Rechengitters zu einem der wichtigsten Grundprozess im Rahmen jeder CFD-Simulation.

Ein unsauber aufgebautes Rechnernetz kann dazu führen, dass die Residuen bei der Berechnung divergieren und die Rechnung damit kein Ergebnis liefert oder zwar ein Ergebnis ergibt, dieses jedoch unphysikalisch ist. Das Ergebnis des Vergitterungsprozesses sollte möglichst keinen Einfluss auf das Resultat der Simulation haben. D. h. der sogenannte Gittereinfluss – also die Rückwirkung des Netzes auf das Resultat der Simulation – ist unerwünscht und sollte daher in einer Simulation immer ausgeschlossen werden.

An das Gitter selbst werden eine Reihe an Anforderungen gestellt, die dessen Aufbau einschränken und die Stabilität und Qualität der Berechnung teilweise stark beeinflussen. Um ein qualitatives Ergebnis zu erreichen, sollte das zu erwartende Strömungsbild berücksichtigt werden. Es ist notwendig, an Stellen wo große Gradienten der Strömungs- oder Zustandsgrößen zu erwarten sind, die Auflösung des Gitters entsprechend fein zu wählen. Demnach führt man eine sogenannte Gitterverdichtung an diesen Stellen durch, sodass die Zellenhöhe in Richtung großer Gradienten verringert wird. Die bedeutendste Anwendung dieses Vorgehens ist die Ausbildung einer Randschicht an festen Wänden.

Um die Qualität eines Gitters beurteilen zu können, werden unterschiedliche Merkmale des Gitters durch Kennzahlen bewertet. Eigenschaften die man hierbei betrachtet sind z. B. die Wachstumsrate benachbarter Zellen, die Verzerrtheit der Gitterzellen, das Aspect Ratio, die Orthogonalität, um nur einige zu nennen.

Die räumlichen Diskretisierung kann nun durch strukturierte und unstrukturierte Gitter erreicht werden, wobei in vielen Anwendungsfällen diese zwei Ansätze kombiniert werden. Beide bilden den geometrischen Raum durch Zellen ab, es bestehen

jedoch deutliche Unterschiede in deren Eigenschaften bezüglich deren Erstellung und der späteren Berechnung.

Strukturierte Gitter

Die strukturierten Gitter zeichnen sich durch eine regelmäßige Anordnung der Gitterpunkte bzw. der Knotenpunkte aus. D. h., dass sich auf jeder der Gitterlinien die gleiche Anzahl an Gitterpunkten befindet. Das bietet den großen Vorteil, dass jeder Knoten systematisch indiziert werden kann und damit jeder Punkt, mit Ausnahme derer an den Rändern des Berechnungsgebietes, über die gleichen Nachbarschaftsbeziehungen verfügt. Das resultiert – im Vergleich zu Berechnungen an unstrukturierten Gittern – in einer sehr effizienten Berechnung hinsichtlich der Berechnungsdauer, der Genauigkeit und den Speicheranforderungen [16]. Dem gegenüber steht ein deutlich größerer zeitlicher Aufwand bei der Gittererstellung und Einschränkungen bezüglich der Komplexität des abzubildenden Raumes.

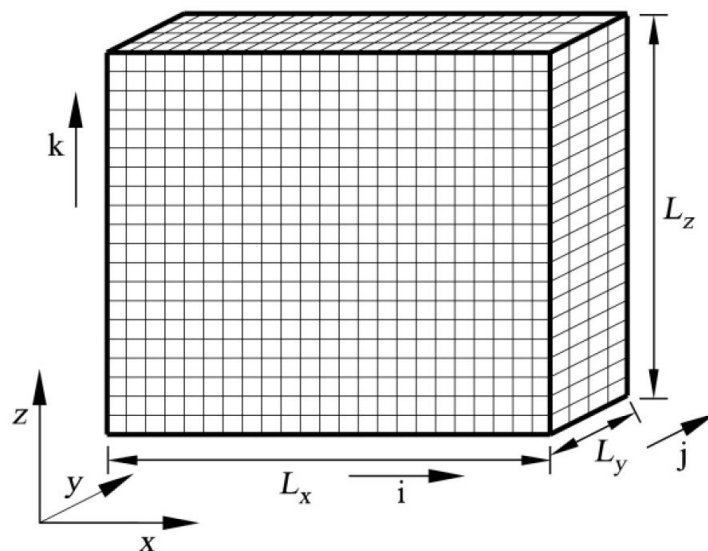


Bild 3.2: Beispiel eines strukturierten Gitters [21]

In Bild 3.2 ist ein kartesisches, strukturiertes Gitter mit regelmäßigem Abstand zwischen den Gitterlinien dargestellt. Hierbei stellen die Indizes i, j und k des numerischen Gitters das Äquivalent zu den Koordinatenpunkten x, y , und z des gleichen Punktes im physikalischen Raum dar.

Es ist gut erkennbar, dass sich die einzelnen Gitterlinien über die gesamte Länge des Quaders erstrecken und jede Gitterlinie einer Ausdehnungsrichtung die gleiche Anzahl an Knotenpunkten besitzt. Aus der Darstellung soll jedoch nicht impliziert werden, dass strukturierte Gitter ausschließlich auf derart einfache Geometrien angewandt werden

können oder, dass die Abstände zwischen einzelnen Knoten regelmäßig sein müssen. Es werden auch deutlich komplexere Geometrien mittels strukturierter Gitter abgebildet. Des Weiteren kann die Erstellung derartiger Rechengitter auch mit anderen als quaderförmigen Zellen erfolgen.

Unstrukturierte Gitter

Die unstrukturierten Gitter sind in der Regel aus Tetraedern aufgebaut, wobei diese sehr häufig mit Zellen anderer geometrischer Struktur kombiniert werden, man spricht dann von sogenannten Hybridgittern [21]. Dies hat zur Ursache, dass Tetraeder nicht sehr gut geeignet sind, um beispielsweise die Gitterverdichtung in der Randschicht darzustellen. An festen Wänden im Berechnungsgebiet werden deshalb prismatische Elemente verwendet. Diese erlauben – wie bei den strukturierten Gittern – die Randschicht gut und mit besserer Gitterqualität aufzulösen.

Die Gitterpunkte werden bei unstrukturierten Gittern zufällig im Raum verteilt, womit die Knoten bzw. die angrenzenden Zellen nicht einfach mittels Indizes identifiziert werden können [5]. Dies führt zu einem höheren Speicherbedarf sowie größeren Berechnungszeiten gegenüber strukturiert vernetzten Topologien [44, S. 24].

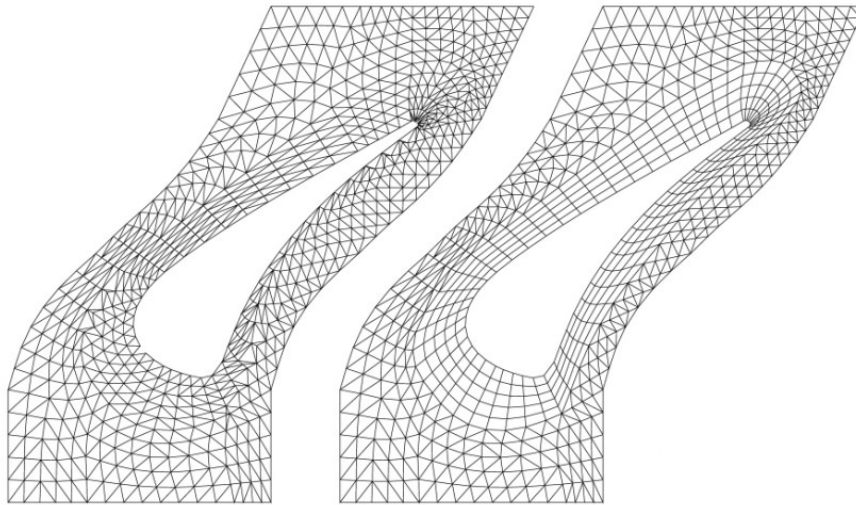


Bild 3.3: Beispiel eines unstrukturierten Gitters und eines Hybridgitters [21, S. 114]

In Abbildung 3.3 sind zwei Gitter des selben Schaufelkanals einer Turbomaschine abgebildet. Im linken Gitter werden ausschließlich auf Dreiecken basierte Zellen verwendet – auch im Bereich der Randschicht. Im rechten Bild hingegen wird der Bereich um das Schaufelprofil mit Hexaedern dargestellt. Dadurch erreicht man zum einen, dass die Randschicht besser und mit besseren Elementen aufgelöst wird und zum anderen

ergibt sich eine geringere Anzahl an Knotenpunkten.

Nach HIRSCH [16, S. 261] bringen unstrukturierte Gitter folgenden Vorteil mit sich. Im Vergleich zu strukturierten Gittern erlauben Tetraeder-Zellen eine flexiblere Anpassung an sehr komplexe Geometrien, darüber hinaus ist es sehr einfach die Zellengrößen an Stellen hoher Gradienten zu verfeinern, ohne die Verteilung der vorhandenen Knotenpunkte zu verändern. Damit kann die automatische Gitteradaption – ein Algorithmus, der das Gitter selbständig verfeinert bzw. vergrößert und somit dem berechneten Strömungsfeld und den dabei auftretenden Gradienten anpasst – relativ einfach implementiert werden. Dem gegenüber steht der Nachteil, dass, verglichen mit strukturierten Gittern, für die gleiche Qualität des Resultats eine höhere Anzahl an Knoten verteilt werden muss.

3.2.2 Numerische Diskretisierung

Die Basis für die numerischen Methoden bilden die in Abschnitt 3.1 aufgezeigten Grundgleichungen der Strömungsmechanik. Bei diesen Gleichungen handelt es sich um Funktionen der kontinuierlichen Dimensionen des Raumes, ausgedrückt in den Koordinaten und um Funktionen der Zeit. Bei der Diskretisierung der Grundgleichungen werden die kontinuierlichen Funktionen in räumlich und zeitlich diskrete Funktionen übergeführt. Damit wird das System aus gekoppelten, nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen in ein System algebraischer Gleichungen übergeführt. Grundsätzlich muss man zwischen der Diskretisierung der Ortsvariablen und der zeitlichen Diskretisierung unterscheiden. Für erstere werden drei verschiedene Methoden eingesetzt, die Finite Differenzen Methode (FDM), die Finite Volumen Methode (FVM) und die Finite Element Methode (FEM). Im zeitlichen Bereich wird zwischen expliziten und impliziten Methoden unterschieden. Im Anschluss werden die Grundlagen zu diesen Verfahren erläutert.

Finite Differenzen Methode

Die Finite Differenzen Methode approximiert die Differentialquotienten der Transportgleichungen durch sogenannte Differenzenquotienten. Diese Approximationen können aus der mathematischen Definition der Ableitung einer Funktion und aus der Taylorreihe einer Funktion abgeleitet werden [29, S. 32]. Betrachtet man die Definition der Ableitung in Gleichung 3.8 für eine Größe $\phi(x)$

$$\phi_x = \frac{\partial \phi(x)}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\phi(x + \Delta x) - \phi(x)}{\Delta x}, \quad (3.7)$$

so kann man daraus die Definition der finiten Differenzen ableiten. Wir die Grenzwertfunktion durch ein sehr kleines aber finites Δx ersetzt, so erhält man eine Näherung der Ableitung, die man als Differenzenquotient bezeichnet und folgendermaßen definiert ist [16]:

$$\phi_x = \frac{\partial \phi(x)}{\partial x} \approx \frac{\phi(x + \Delta x) - \phi(x)}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) \quad (3.8)$$

Der Term $\mathcal{O}(\Delta x)$ stellt den Abbruchfehler dar und definiert auch die Ordnung der Genauigkeit der Approximation, wobei die Ordnung dem Exponenten von Δx entspricht. Woraus der Abbruchfehler resultiert, kann man bei der näheren Betrachtung der Taylorreihe für die Approximation der Funktion $\phi(x + \Delta x)$ erkennen.

$$\phi(x + \Delta x) \approx \phi_x + \frac{\Delta x^1}{1!} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_x + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_x + \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \Big|_x + \frac{\Delta x^4}{4!} \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} \Big|_x + \dots \quad (3.9)$$

Verwendet man nun die Taylorreihe aus Gleichung 3.9 um Gleichung 3.8 darzustellen, so muss man die Terme von höherer als erster Ordnung vernachlässigen, um dann durch die Umformung der verbleibenden Terme eine Näherung für die Ableitung zu erreichen. Der Abbruchfehler repräsentiert dann die nicht berücksichtigten Terme und entspricht immer der höchsten Ordnung, die verbleibt. In diesem Fall ist das die erste Ordnung.

Die in Gleichung 3.8 gezeigte Näherung entspricht dem Vorwärtsdifferenzen-Verfahren erster Ordnung. Verwendet man an Stelle der Näherung für $\phi(x + \Delta x)$ die Näherung für $\phi(x - \Delta x)$, so kann aus nachfolgender Reihenentwicklung in Gleichung 3.10 wie folgt das Rückwärtsdifferenzen-Verfahren abgeleitet werden.

$$\phi(x - \Delta x) = \phi_x - \frac{\Delta x^1}{1!} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_x + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_x - \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^3} \Big|_x + \frac{\Delta x^4}{4!} \frac{\partial^4 \phi}{\partial x^4} \Big|_x - \dots \quad (3.10)$$

Vernachlässigt man auch hier die Glieder von höherer als erster Ordnung so kann daraus die Approximation der Ableitung für $\phi(x)$ mit dem Rückwärtsdifferenzen-Verfahren dargestellt werden.

$$\frac{\partial \phi(x)}{\partial x} = \frac{\phi(x) - \phi(x - \Delta x)}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) \quad (3.11)$$

Addiert man den Vorwärts- und Rückwärts-Differenzenquotienten aus Gleichungen 3.8 und 3.11, so erhält man den Zentralen-Differenzenquotienten zweiter Ordnung in Gleichung 3.12.

$$\frac{\partial \phi(x)}{\partial x} = \frac{\phi(x + \Delta x) - \phi(x - \Delta x)}{2\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 \quad (3.12)$$

Um einen Ausdruck für die zweite Ableitung darzustellen, können Gleichung 3.9 und Gleichung 3.10 addiert werden. Vernachlässigt man dabei die Ausdrücke von höherer als zweiter Ordnung, so erhält man daraus das sogenannte Zentraldifferenzen-Verfahren zweiter Ordnung:

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = \frac{\phi(x + \Delta x) - 2\phi(x) + \phi(x - \Delta x)}{\Delta x^2} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 \quad (3.13)$$

In der nachfolgenden Abbildung 3.4 sind das Rückwärts-, das Vorwärts- und das Zentral-Differenzen-Verfahren dargestellt.

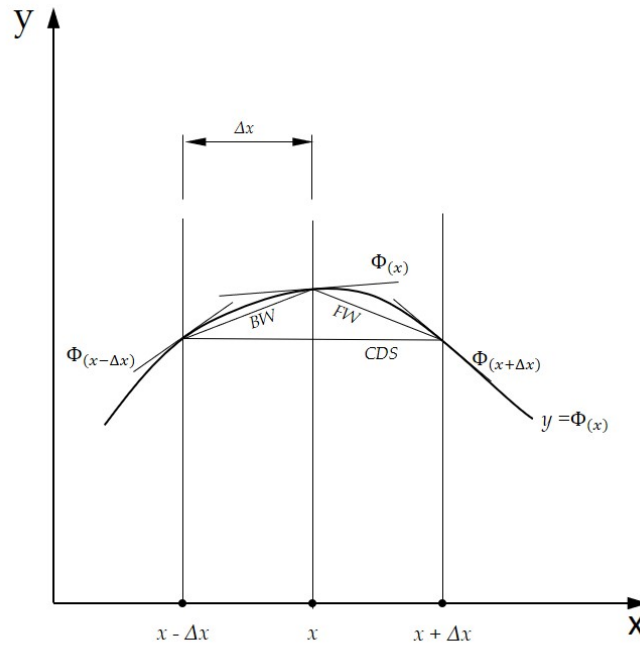


Bild 3.4: Rückwärts-, Vorwärts- und Zentraldifferenzen-Verfahren (BW, FW, CDS)

Die durch dieses Vorgehen gewonnen Ausdrücke für die Ableitung der Funktion $\phi(x)$, können nun auf die auf die Transportgleichungen aus Abschnitt 3.1 angewendet werden, sodass man am Ende ein System aus algebraischen Gleichungen erhält.

Zusammenfassend kann man folgende Aussage treffen. Aus den wenigen Beispielen kann man die Einfachheit und die Vielseitigkeit dieser Methodik gut erkennen. Abgesehen von den gezeigten Approximationen kann nach diesem Vorgehen eine endlose Anzahl an verschiedenen Näherungsgleichungen abgeleitet werden [16]. Betrachtet man die verschiedenen Näherungen, so kann man erkennen, dass mit abnehmender Schrittweite – hier Δx – der Abbruchfehler geringer wird und so die Genauigkeit der Methode zunimmt. Nach STEINER [48] besteht bei dieser Methodik jedoch die Notwendigkeit eines strukturierten, orthogonalen Gitters. Darüber hinaus handelt es sich bei der FDM um ein nicht konservatives Verfahren.

Finite Volumen Methode

Die Finite Volumen Methode ist das am weitesten verbreitete Verfahren im Bereich der CFD und wird daher noch über längere Zeit ihre Bedeutung beibehalten [16]. Bei der Finiten Volumen Methode werden – im Vergleich zur Finiten Differenzen Methode

– die Transportgleichungen der Strömungsmechanik in integraler Form auf finite Kontrollvolumen angewendet [13]. Durch diese Definition ergibt sich eine entscheidende Eigenschaft der Finiten Volumen Methode. Sie ist durch den Kontrollvolumen-Ansatz definitionsgemäß konservativ. Das bedeutet, dass die Erhaltungsgleichungen per Definition erfüllt werden. Dies wird deutlich, wenn man die Flüsse über die Grenzen der Kontrollvolumina betrachtet. Da jeder Fluss der ein KV verlässt, in die benachbarte Zelle einströmt, vorausgesetzt es handelt sich nicht um Zellen am Rand des Berechnungsgebietes. Betrachtet man nun das gesamte Berechnungsgebiet, so kompensieren sich die Ströme benachbarter Zellen und man erhält eine ausgeglichene Bilanz über das gesamte Strömungsgebiet [13].

Für die Definition der Kontrollvolumina werden verschiedene Ansätze verfolgt, die alle auf dem numerischen Rechengitter basieren. Zwei wesentliche Verfahren stellen das „Cell Centered Scheme“ und das „Cell Vertex Scheme“ dar [5].

Cell Centered Schema

Bei diesem Ansatz wird das Rechengitter aus der Gittergenerierung übernommen. In den jeweiligen Zell-Zentren werden dann die Rechenpunkte hineingelegt, also die Bezugspunkte für die spätere Berechnung der Strömungsgrößen, sowie jener Punkt, an dem diese gespeichert werden. In nachfolgender Darstellung 3.5 ist dieses Schema an einem zweidimensionalen Gitter verdeutlicht.

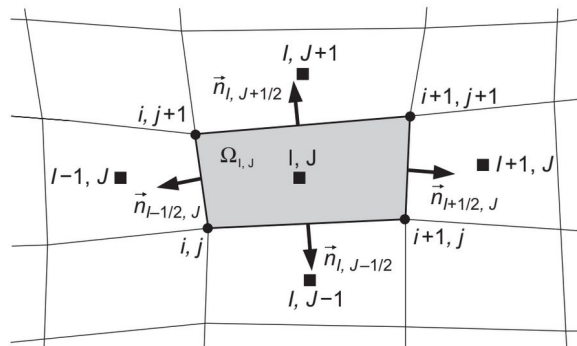


Bild 3.5: Cell-Centered basiertes Schema [5, S. 81]

Cell Vertex Schema

Im Gegensatz zum vorher beschriebenen Ansatz werden hier die im Rechengitter definierten Knoten (Vertexes) als jene Punkte definiert, die für die spätere Berechnung der Strömungsgrößen herangezogen werden. Die Kontrollvolumina selbst werden anschließend um die Knoten herum aufgebaut. Dies geschieht so, dass jeweils zwischen zwei benachbarten Knoten eine Begrenzungsfläche des Kontrollvolumen angeordnet wird [5].

Somit erhält man im dreidimensionalen Fall eine Zelle, die den Knoten umgibt. Die KVs werden dabei so definiert, dass der gesamte Raum erfasst wird und es zu keiner Überlappung von benachbarten Kontrollvolumen kommt. Diese Methodik findet auch in der verwendeten Software ANSYS CFX Anwendung [3].

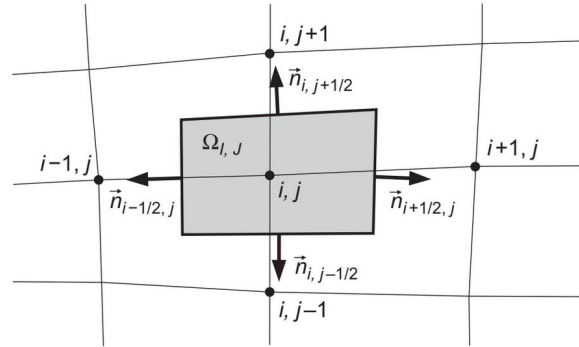


Bild 3.6: Cell-Vertex basiertes Schema [5, S. 85]

In Abbildung 3.6 ist der Knotenbasierte-Ansatz für den zweidimensionalen Fall dargestellt. Die Punkte stellen dabei die Knoten dar, um die die Zellen aufgebaut werden. Diese Knoten sind auch jene Punkte im Raum, an denen sowohl die konservativen Variablen $\rho, \rho u, \rho v, \rho w$ und ρe als auch die abhängigen Variablen p, T etc. gespeichert werden [5]. Die Werte repräsentieren die Zellen-Mittelwerte, wodurch sich die FV-Methode von der FD- und der FE-Methode unterscheidet [16]. Bei Letzterem sind die Werte immer auf den jeweiligen Knoten bezogen und nicht auf eine Zelle.

Auf die Zellen wird nun das Finite Volumen Verfahren angewendet. Wie bereits erwähnt müssen dazu die Erhaltungsgleichungen in integraler Form vorliegen. Im Anschluss soll das Verfahren in Anlehnung an SCHWARZE [44, S. 59ff] anhand einer allgemeinen Transportgleichung erläutert werden.

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV = \int_{\Delta V} [\nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi) - \nabla \cdot (\vec{v} \rho \phi) + S_\phi] dV \quad (3.14)$$

Mit Hilfe des Gaußschen Divergenz-Theorems (s. z. B. in [37]) aus Gleichung 3.15

$$\int_{\Delta V} \nabla \vec{F} dV = \oint_A \vec{n} \cdot \vec{F} dA \quad (3.15)$$

können die Volumenintegrale aus Gleichung 3.14 in Oberflächenintegrale zu folgender Gleichung umgeschrieben werden:

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV = \oint_A (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} dA - \oint_A (\vec{v} \rho \phi) \cdot \vec{n} dA + \int_{\Delta V} Q_\phi dV \quad (3.16)$$

In Gleichung 3.16 stellt der Ausdruck auf der linken Seite der Gleichung die zeitliche Änderung der Größe $(\rho\phi)$ dar. Der erste Term der rechten Seite repräsentiert den diffusiven Fluss und der zweite Term den konvektiven Fluss von $(\rho\phi)$ durch die Fluidbewegung über die Oberfläche des Kontrollvolumens. Der letzte Term stellt die Quell- und Senkenterme im KV dar.

Bei Betrachtung der FVM anhand eines strukturierten Gitters wird häufig die Kompass-Notation verwendet [44], die in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Bei dieser markiert der Punkt P das Zentrum der Zelle, die Zentren der Nachbarzellen werden entsprechend mit N, O, S und W für Nord, Ost, Süd und West bezeichnet. Die Grenzflächen der Zelle werden entsprechend mit n, o, s und w benannt. Im Falle eines dreidimensionalen Gitters verwendet man für den oberen Nachbarknoten T bzw. t für die begrenzende Fläche und für den unteren Knoten B und b.

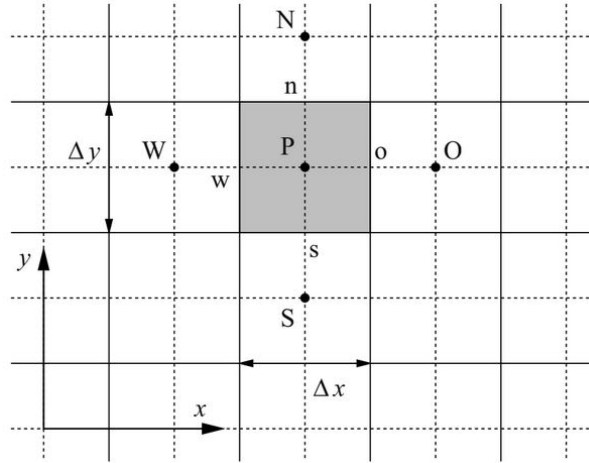


Bild 3.7: Kompass-Notation am strukturierten, zweidimensionalen Gitter [44, S. 61]

Bemisst man für den zweidimensionalen Fall die Grenzflächen mit Δx und Δy und verwendet für die Geschwindigkeiten an den Zellgrenzen die Projektion des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} auf den entsprechenden Normalvektor \vec{n} nach $u = \vec{v} \cdot \vec{n}_o = -\vec{v} \cdot \vec{n}_w$ und $v = \vec{v} \cdot \vec{n}_n = -\vec{v} \cdot \vec{n}_s$, so kann Gleichung 3.16 weiter vereinfacht werden.

$$\begin{aligned} & \rho \Delta V (\phi^{n+1} - \phi^n)_{\text{KV}} - \int_n^{n+1} (Q_\phi)_{\text{KV}} \Delta V dt = \\ & \int_n^{n+1} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} - \rho v \phi \right)_n \Delta x dt - \int_n^{n+1} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} - \rho v \phi \right)_s \Delta x dt \quad (3.17) \\ & + \int_n^{n+1} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} - \rho u \phi \right)_o \Delta y dt - \int_n^{n+1} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} - \rho u \phi \right)_w \Delta y dt \end{aligned}$$

In Gleichung 3.17 entsprechen die Klammerausdrücke multipliziert mit den entsprechenden Abständen Δx bzw. Δy den genäherten Flächenintegralen aus Gleichung 3.16.

Die Exponenten von ϕ^n und ϕ^{n+1} weisen darauf hin, dass es sich um die Größe zum Zeitpunkt t_0 bzw. t_1 handelt. Zur Auswertung der Integrale, muss die Größe ϕ und deren Ableitung noch bestimmt werden. Diese Werte können mit verschiedenen Interpolationsverfahren ermittelt werden.

Um die weitere Vorgehensweise einfacher darstellen zu können, soll Gleichung 3.16 vereinfacht werden, indem ausschließlich der konvektive und der diffusive Term für den eindimensionalen Fall betrachtet werden und der Instationär- sowie der Quellterm unberücksichtigt bleiben. Nimmt man zusätzlich ein inkompressibles Medium zur Grundlage, so erhält man daraus folgende Gleichung:

$$\oint_A (\Gamma \nabla \phi) \cdot \vec{n} \, dA - \oint_A (\vec{v} \rho \phi) \cdot \vec{n} \, dA = 0 \quad (3.18)$$

Für die eindimensionale Betrachtung in x-Richtung kann Gleichung 3.18 weiter zusammengefasst werden.

$$\Gamma \Delta A \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_o - \Gamma \Delta A \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_w - \rho u \Delta A \phi_o + \rho u \Delta A \phi_w = 0 \quad (3.19)$$

Die Größe ϕ an den Grenzflächen des Kontrollvolumens und die entsprechenden Ableitungen werden aus dem Wert ϕ_P des betrachteten KV's und den Werten der angrenzenden Zellen errechnet. Bild 3.8 soll dies verdeutlichen, es zeigt den betrachteten, eindimensionalen Fall.

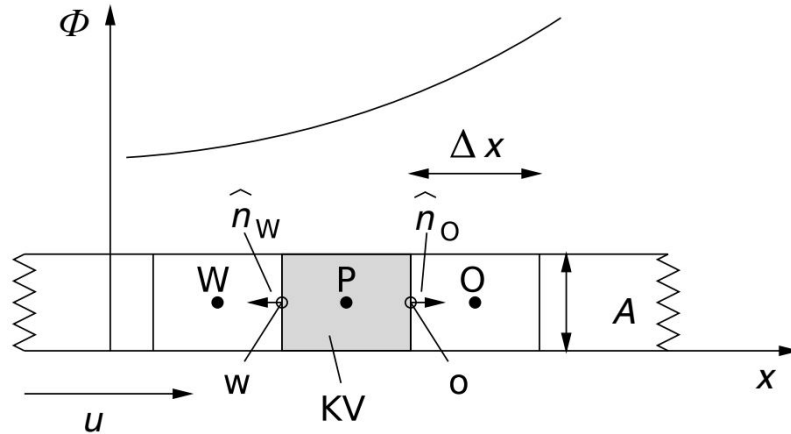


Bild 3.8: Stationäres, eindimensionales Problem [44, S. 64]

Wie bereits erwähnt gibt es zahlreiche Methoden, um mittels Interpolation und numerischer Differentiation die gesuchten Größen zu ermitteln. Interpolationsverfahren erster Ordnung, welche häufig zum Einsatz kommen sind das UDS³-Verfahren und das

³Upwind Differencing Scheme

CDS⁴-Verfahren verwendet. Bei ersterem wird der gesuchte Wert $\phi_{o/w}$ durch den nächsten, gegen die Strömungsrichtung liegenden Wert ersetzt, wie in Gleichung 3.20 gezeigt wird. Ist ϕ in den Zellenzentren bereits bekannt, so kann folgendermaßen fortgesetzt werden.

$$\phi_o = \phi_P \quad \text{und} \tag{3.20}$$

$$\phi_w = \phi_W$$

Es ist dabei darauf zu achten, dass sich bei entgegengesetzter Strömungsrichtung der gezeigte Zusammenhang für das Upwind-Verfahren entsprechend umkehrt. Als Upwind-Verfahren werden jene Methoden bezeichnet, die die Richtung der Strömung berücksichtigen, womit sich vorher beschriebenes erklärt. Das CDS-Verfahren bildet den Mittelwert aus den Werten der benachbarten Zellen. Die Größen an den Zellwänden können damit wie in Gleichung 3.21 berechnet werden:

$$\phi_o = \frac{\phi_P + \phi_O}{2} \quad \text{und} \tag{3.21}$$

$$\phi_w = \frac{\phi_W + \phi_P}{2}$$

Zur Ermittlung der Gradienten kommt die numerische Differentiation zum Einsatz. Diese Verfahren funktionieren analog zu jenen, die im Abschnitt 3.2.2 zum Thema „Finiten Differenzen Methode“ gezeigt wurden. Ein häufig verwendeter Ansatz ist auch hier das CDS-Verfahren.

$$\left(\frac{d\phi}{dx} \right)_o \approx \frac{\phi_O - \phi_P}{\Delta x} \quad \text{und} \tag{3.22}$$

$$\left(\frac{d\phi}{dx} \right)_w \approx \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x}$$

Die Approximation für die Werte an den Begrenzungsflächen des Kontrollvolumens bzw. die Gradienten können nun in Gleichung 3.19 eingesetzt werden. Wird die resultierende Gleichung für mehrere Zellen in x-Richtung angewendet so erhält man ein gekoppeltes Gleichungssystem, das mit Hilfe von Randbedingungen iterativ gelöst werden kann.

Anstelle der gezeigten, einfachen Verfahren erster Ordnung (UDS und CDS) können auch Verfahren höherer Ordnung eingesetzt werden. Mit zunehmender Ordnung der Interpolationsverfahren und der Differentiationsverfahren kann der numerische Fehler

⁴Central Differencing Scheme

reduziert werden. Allerdings nimmt mit der Ordnung der Verfahren auch die Komplexität und damit die numerischen Kosten zu, insbesondere für unstrukturierte Gitter [48]. Aus diesem Grund stellen Verfahren zweiter Ordnung die wichtigsten Vertreter dar [13].

Die hier gezeigte Vorgehensweise stützt sich auf ein strukturiertes Gitter und veranschaulicht nur den eindimensionalen Fall. Die Anwendung der FVM auf den zwei- bzw. dreidimensionalen Fall erfolgt analog zum Eindimensionalen. Betrachtet man keine strukturierten sondern unstrukturierte Gitter, so wird die Vorgehensweise deutlich komplexer. Dies liegt daran, dass die Nachbarschaftsbeziehungen nicht mehr einfach abgeleitet werden können, wie im Abschnitt 3.2.1 erläutert wurde.

Zeitdiskretisierung

Für instationäre Problemfälle muss zusätzlich zu den Raumrichtungen noch eine weitere Koordinate berücksichtigt werden, wobei sich die zeitliche Diskretisierung nur geringfügig von den Methoden der räumlichen Diskretisierung unterscheidet. Der Unterschied liegt darin, dass die Zeit nur eine Ausbreitungsrichtung kennt. Es gibt keinen rückwirkenden zeitlichen Einfluss, zeitabhängige Vorgänge sind daher parabolisch in der Zeit [13]. Gleichermaßen wie bei der Diskretisierung der Ortskoordinaten muss auch die Zeit als kontinuierliche Größe in diskrete Zeitschritte Δt geteilt werden. Zu jedem der diskreten Zeitschritte wird dann die Lösung der Strömungsgrößen ermittelt, wobei sich die Lösung immer auf die zeitlich vorhergehende Lösung bezieht. Um die Approximation der Zeitdifferentialie darstellen zu können, kann man analog zu den Finiten Differenzen (s. Abschnitt 3.2.2) vorgehen. Aus der Näherung einer Größe ϕ^{n+1} zum Zeitpunkt $n + 1$ mittels Taylorreihen-Entwicklung kann auch hier die Zeitableitung dargestellt werden.

$$\phi_{(x)}^{(n+1)} = \phi_{(x)}^n - \frac{\Delta t^1}{1!} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_x + \frac{\Delta t^2}{2!} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Big|_x + \frac{\Delta t^3}{3!} \frac{\partial^3 \phi}{\partial t^3} \Big|_x + \frac{\Delta t^4}{4!} \frac{\partial^4 \phi}{\partial t^4} \Big|_x + \dots \quad (3.23)$$

In Gleichung 3.23 stehen die Exponenten $n + 1$ und n für den jeweiligen Zeitlevel bzw. Zeitpunkt. Wobei n als aktueller Zeitpunkt t_0 angesehen werden kann und $n + 1$ einen Zeitschritt später $t_0 + \Delta t$ darstellt. Aus obenstehender Gleichung kann durch die Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung der Differentialquotient angenähert werden.

$$\frac{\partial \phi_{(x)}}{\partial t} = \frac{\phi_{(x)}^{n+1} - \phi_{(x)}^n}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t) \quad (3.24)$$

Gleichung 3.24 repräsentiert den Vorwärts-Differenzen-Quotienten in der Zeit. Wie zuvor erklärt wurde, macht es keinen Sinn den Differenzenquotienten nach dem Rückwärts-

Differenzen-Verfahren abzuleiten, da ausschließlich die positive Ausbreitungsrichtung der Zeit betrachtet wird.

Um zwei grundsätzliche System der zeitlichen Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen aufzuzeigen, soll nachfolgend eine allgemeine Betrachtung in Anlehnung an FERZIGER ET AL. [13] angestellt werden.

Ein entsprechendes Anfangswertproblem, also ein zeitabhängiges Problem, dass durch eine Anfangsbedingung zum Zeitpunkt t_0 und durch Randbedingungen definiert ist, wird durch folgende gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung repräsentiert:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = f(t, \phi(t)); \quad \phi(t_0) = \phi^0 \quad (3.25)$$

Dabei stellt $\phi(t)$ eine zeitlich diskrete Größe dar und $f(t, \phi(t))$ eine Funktion, die von ϕ und der Zeit abhängt. Die einfachste Lösung für das Anfangswertproblem in Gleichung 3.25 würde man durch eine Integration erhalten.

$$\int_{t^n}^{t^{n+1}} \frac{d\phi(t)}{dt} dt = \phi^{n+1} - \phi^n = \int_{t^n}^{t^{n+1}} f(t, \phi(t)) dt \quad (3.26)$$

Da die Funktion jedoch nur an diskreten Werten bekannt ist, führt dies nicht zum Ziel. Das Integral muss approximiert werden, wozu im Folgenden grundlegende Methoden gezeigt werden.

Eine erste Methode ist das Vorwärts-Euler-Verfahren oder das explizite Euler-Verfahren. Hier wird der Funktionswert zum Zeitpunkt t_n zur Abschätzung des Mittelwertes der Funktion im Zeitintervall $t_{n+1} - t_n$ herangezogen.

$$\phi^{n+1} - \phi^n = f(t_n, \phi^n) \cdot \Delta t \quad (3.27)$$

Ähnlich zu diesem Verfahren ist die Rückwärts-Euler-Methode, die auch als implizite Euler-Methode bekannt ist. Diese verwendet den Funktionswert zum Zeitpunkt t^{n+1} als Mittelwert für das betrachtete Zeitintervall.

$$\phi^{n+1} - \phi^n = f(t_{n+1}, \phi^{n+1}) \cdot \Delta t \quad (3.28)$$

Die Mittelpunkregel verwendet den Wert der Funktion zum Zeitpunkt $t^{n+\frac{1}{2}}$, der in der Mitte des Zeitintervalls liegt, um das Integral zu approximieren.

$$\phi^{n+1} - \phi^n = f(t_{n+\frac{1}{2}}, \phi^{n+\frac{1}{2}}) \cdot \Delta t \quad (3.29)$$

Die Trapezregel ist eine weitere Alternative. Diese verwendet den Mittelwert aus den Funktionswerten am Beginn und am Ende des betrachteten Zeitintervalls, um das Integral der Funktion abzuschätzen.

$$\phi^{n+1} - \phi^n = \frac{1}{2} \cdot [f(t_{n+1}, \phi^{n+1}) + f(t_n, \phi^n)] \cdot \Delta t \quad (3.30)$$

In Bild 3.9 werden die vier Methoden der numerischen Zeitintegration veranschaulicht, um deren Prinzip zu verdeutlichen.

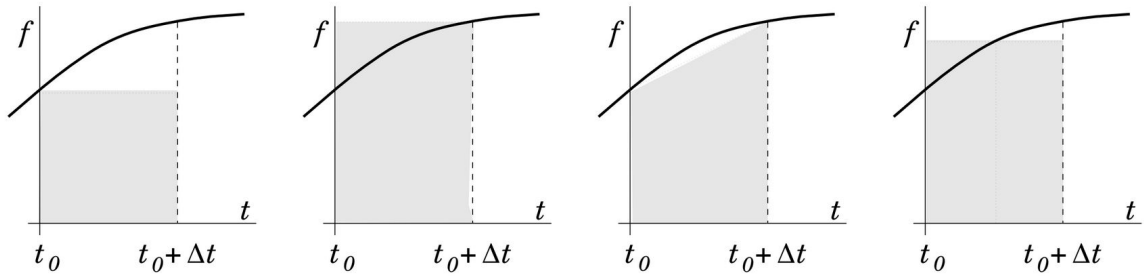


Bild 3.9: Numerische Zeitintegrationsmethoden (v. links: expliziter Euler, impliziter Euler, Trapezregel und Mittelpunkregel) [13, S. 159]

Zusammenfassend können all diese Methoden den sogenannten Zweiebenen-Methoden zugeordnet werden [44]. Diese Bezeichnung deutet auf die zwei zeitlichen Ebenen hin, die für die Approximation des Zeitintegrals verwendet werden. Von den hier dargestellten Verfahren weisen die Vorwärts- und Rückwärts-Euler-Methode eine Genauigkeit erster Ordnung bezüglich der Zeit auf. Die Trapezregel und die Mittelpunkregel sind hingegen von zweiter Ordnung in der Zeit.

Im Allgemeinen können Zweiebenen-Verfahren ausschließlich Verfahren von maximal zweiter Ordnung abbilden. Höhere Ordnungen der Zeit werden mit sogenannten Mehrebenen-Verfahren erreicht [44]. Ein bekanntes Verfahren dieser Art, welches auch in CFD-Software-Anwendungen häufig implementiert ist, ist das Rückwärts-Euler-Verfahren zweiter Ordnung. Es handelt sich dabei um ein implizites Dreiebenen-Verfahren, welches die Zeitebenen t_{n+1} , t_n und t_{n-1} umfasst. Nach FERZIGER ET AL. [13] kann dieses folgendermaßen angeschrieben werden:

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = f(t^{n+1}, \phi^{n+1}) \quad (3.31)$$

Abgesehen von den vorgestellten Methoden gibt es noch eine Fülle an weiteren Verfahren zur Zeitintegration, wie beispielsweise das Crank-Nicholson-Verfahren oder Runge-Kutter-Verfahren höherer Ordnung in der Zeit. Es sei jedoch darauf hinzuweisen, dass Verfahren zur Approximation des Zeitintegrals von höherer als zweiter Ordnung seltener zum Einsatz kommen. Eine höhere Ordnung bezüglich der Zeit ist vor allem dann sinnvoll, wenn auch die räumliche Diskretisierung von gleicher, höherer Ordnung ist, was vor allem bei Lösungsgebieten von regelmäßiger, geometrischer Gestalt Anwendung findet [13].

Darüber hinaus können die verschiedenen Methoden in explizite und implizite Verfahren eingeteilt werden. Wie man aus den Gleichungen 3.27 bis 3.30 erkennen kann, greifen alle Verfahren bis auf die Vorwärts-Euler-Methode auf Funktionswerte ϕ zu einem anderen Zeitpunkt als den Beginn des Zeitintervalls t_n zurück. Daher sind die letzteren Methoden den impliziten Verfahren zuzuordnen.

Explizite Verfahren

Wie bereits aus dem zuvor erklärten hervor geht, stützen sich explizite Methoden nur auf den Zeitschritt der bereits bekannt ist. Stellt man für ein Gleichungssystem zur Lösung der Größe ϕ^{n+1} zum Zeitpunkt $n+1$ auf, so sind die Gleichungen der einzelnen Knoten nicht gekoppelt [41]. Daraus geht hervor, dass dieses Verfahren vergleichsweise einfach programmiertechnisch umgesetzt werden kann und der Aufwand zur Lösung der Gleichungen gering ist. Der einfachen Implementierung und der effizienten Berechnung steht die Neigung zur Instabilität des Verfahrens gegenüber. Beim expliziten Euler-Verfahren muss eine Stabilitätsbedingung eingehalten werden, die einen Zusammenhang zwischen dem Knotenabstand Δx und dem Zeitschritt Δt darstellt und letzteren begrenzt. Dies führt dazu, dass ein vergleichsweise kleiner Zeitschritt verwendet werden muss. Die Stabilität des Verfahrens muss für jedes Problem überprüft werden, wobei komplexere Verfahren auch zu umfangreicheren Stabilitätsbedingungen führen [44].

Nimmt man für Gleichung 3.25 an, dass $f(t, \phi(t))$ eine Funktion von ϕ_{i-1}^n, ϕ_i^n und ϕ_{i+1}^n ist, so kann der Informationstransport wie in Abbildung 3.10 dargestellt werden.

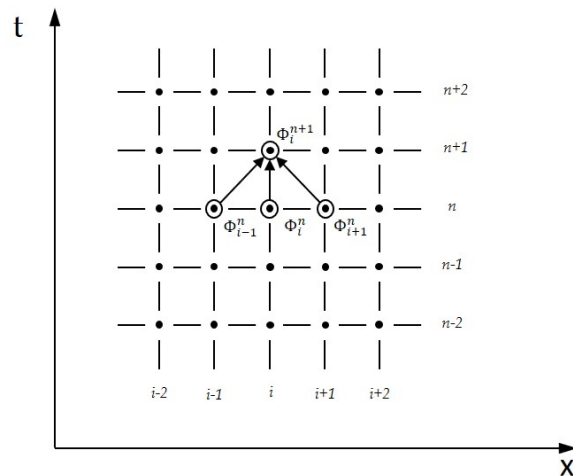


Bild 3.10: Informationstransport beim expliziten Euler-Verfahren

Implizite Verfahren

Wie bereits zuvor dargestellt wurde, handelt es sich beim Rückwärts-Euler-Verfahren erster und zweiter Ordnung, bei der Mittelpunkregel und der Trapezregel um implizite Methoden. Diese zeichnet aus, dass sie teilweise von Größen der Zeitebene t_{n+1} abhängen. Aus diesem Grund ergibt sich zur Berechnung der Werte ϕ^{n+1} ein System aus gekoppelten, linearen Gleichungen. D. h., sie können nur iterativ und simultan gelöst werden. Dadurch bedingt sind die impliziten Verfahren bedingungslos stabil, womit der – verglichen mit den expliziten Verfahren – größere numerische Aufwand, durch den

größeren, zulässigen Zeitschritt und die damit verbundene, schnellere Konvergenz ausgeglichen wird [41]. Trotz der bedingungslosen Stabilität der hier gezeigten Verfahren, kann ein zu großer Zeitschritt beispielsweise bei der Trapezregel zu Instabilitäten führen, wohingegen das implizite Euler-Verfahren auch dann glatte Lösungen liefert [13].

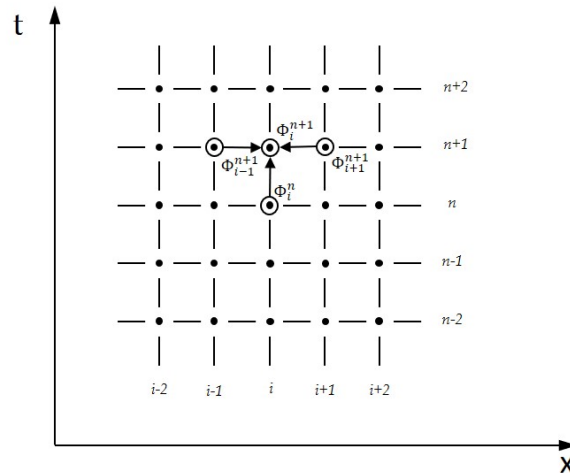


Bild 3.11: Informationstransport beim impliziten Euler-Verfahren

Stellt man für Gleichung 3.28 die gleiche Überlegung an wie weiter oben und definiert $f(t, \phi_{(t)})$ als Funktion von ϕ_{i-1}^{n+1} , ϕ_i^n und ϕ_{i+1}^{n+1} , so kann der Informationsfluss wie in Bild 3.11 dargestellt werden.

3.3 Rand- und Anfangsbedingungen

In der zuvor dargestellten Form sind die Erhaltungsgleichungen nicht ohne weiters zu lösen. Dafür werden Rand- und Anfangsbedingungen benötigt. Damit werden die Strömungsgrößen an den Rändern des Berechnungsgebietes bzw. am zeitlichen Beginn einer Berechnung beschrieben. Im Sinne der mathematischen Formulierung der Randbedingungen werden verschiedene Typen dergleichen unterschieden [41].

- Dirichlet Randbedingung
- Neumann Randbedingung
- Robin Randbedingung

Dirichlet Randbedingung

Diese Form der Randbedingung stellt die Vorgabe eines Funktionswertes am Rand des Berechnungsgebietes dar. Gleichung 3.32 zeigt eine mögliche Formulierung einer solchen

Randbedingung.

$$T = T_w \quad (3.32)$$

Ist für einen Gitterpunkt eine Randbedingung dieser Form definiert, so muss für diesen Punkt keine Gleichung gelöst werden, es kann einfach der Wert ersetzt werden. Eine Dirichlet-Randbedingung kann zum Beispiel einer Wandtemperatur oder die Geschwindigkeit an der Wand (Haftbedingung) darstellen.

Neumann Randbedingung

Die Neumann Randbedingung stellt die Vorgabe einer Ableitung – häufig normal zum Rand – eines Funktionswertes am Rand des Berechnungsgebietes dar [13]. Dies kann in allgemeiner Form wie folgt definiert werden.

$$k \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = \vec{q} \quad (3.33)$$

In Gleichung 3.33 ist eine typische Neumann Randbedingung – die Vorgabe des Wärmestroms an einer Wand – dargestellt.

Robin Randbedingung

Die Robin Randbedingung ist eine Linearkombination aus der Dirichlet und der Neumann Randbedingung. Das bedeutet die Vorgabe eines Funktionswertes und dessen Ableitung am Rand des Berechnungsgebietes.

$$k \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} = \alpha_w (T - T_w) \quad (3.34)$$

In Gleichung 3.34 ist ein konvektiver Wärmefluss am Rand angegeben.

Darüber hinaus gibt es noch eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten das Strömungsverhalten am Rand vorzugeben bzw. zu beschreiben. Es wird dabei das Verhalten von Wänden – hydraulisch glatt oder rau – modelliert, Inlet- wie Outlet-Bedingungen aber auch Symmetrie- oder Periodizitäts-Randbedingungen.

3.4 Turbulenzmodellierung

Bei Strömungen verschiedenster Medien kann man ganz grundlegend zwei Strömungszustände unterscheiden. Man spricht von laminarer Strömung und turbulenter Strömung. Erstmals hat REYNOLDS im Jahre 1883 diese beiden Strömungsformen durch

seinen berühmten Farbfaden-Versuch nachgewiesen und sichtbar gemacht [42]. Der Versuch hat gezeigt, dass sich bei einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit eine verstärkte Durchmischung im Fluid einstellt, die auf eine Änderung des Strömungszustandes zurückzuführen ist. Die Klassifizierung von Strömungen erfolgt in dieser Hinsicht nach der Reynolds-Zahl Re . Die Reynolds-Zahl ist durch Gleichung 3.35 (s. z. B. SCHLICHTING [42]) gegeben

$$Re = \frac{L \cdot v}{\nu}, \quad (3.35)$$

wobei L eine charakteristische Länge, v die Strömungsgeschwindigkeit und ν die kinematische Viskosität darstellt. Für verschiedene Problemfälle – wie beispielsweise die Rohrströmung – existieren kritische Reynolds-Zahlen, die den Übergang vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand beschreiben. Für den genannten Fall liegt diese bei $Re_{\text{krit}} = 2320$ [45], wobei turbulente Strömungen hohe Reynolds-Zahlen aufweisen.

In beinahe allen technischen Anwendungen von Strömungen liegt der turbulente Strömungszustand vor. Bei dieser Strömungsform wird der geordneten Grundströmung eine stochastische, d. h. eine zufällige Schwankungen der Strömungsgrößen längs und quer zur Strömungsrichtung überlagert [45]. Wie bereits erwähnt wurde, führen die Schwankungen zu einer starken Durchmischung der einzelnen Fluidschichten, was wiederum auf eine Zunahme des Impuls- und Energieaustausches der Moleküle zurückzuführen ist [5]. Damit werden nicht nur diffusionsbasierte Vorgänge wie chemische Reaktion oder Wärmeleitung und Wärmeübertragung verstärkt, gleichermaßen betrifft dies auch die Fluidinteraktion mit festen Berandungen. Gleichbedeutend damit ist eine Zunahme der Fluidreibung, die später durch die sogenannte turbulente Viskosität Berücksichtigung findet.

In der numerischen Simulation von Strömungen stellt die Darstellung von Turbulenz bis heute eine große Herausforderung dar. Abgesehen von der Direkten Numerischen Simulation ist kein Verfahren in der Lage, die turbulenten Strömungsstrukturen exakt abzubilden. Dieser numerische Ansatz bildet alle physikalisch relevanten Fluidbewegungen ab, wobei keine zeitliche oder räumliche Mittelung oder Näherungen der Transportgleichungen angewendet wird [48]. Damit jedoch alle turbulenten Bewegungen numerisch erfasst werden können, ist es notwendig, den Raum in einer Größenordnung aufzulösen, die den kleinsten turbulenten Strukturen entspricht. Laut STEINER [48] benötigt man dafür im dreidimensionalen Raum eine minimale Knotenanzahl von N_{min} je Längeneinheit L , die der Abmessung großer Turbulenzstrukturen entspricht.

$$N_{\text{min}} \geq \left(\frac{L}{\eta}\right)^3 = Re_{\text{L}}^{\frac{9}{4}} \quad (3.36)$$

In Gleichung 3.36 repräsentiert η den Kolmogorov Längenmaßstab, welcher der Dimension der kleinsten turbulenten Wirbel entspricht.

Aus dieser Betrachtung ist gut zu erkennen, dass die Direkte Numerische Simulation

für praktische, technische Fragestellungen nicht anwendbar ist. DNS und auch LES⁵ – ein Kompromiss aus der Auflösung der Turbulenzstrukturen bis zu einer gewissen Größe und der Modellierung der kleineren, nicht aufgelösten Wirbelstrukturen – sind bis heute beinahe ausschließlich wissenschaftlichen Zwecken vorbehalten.

Für die Anwendung in der numerischen Strömungssimulation wurden in der Vergangenheit eine Reihe verschiedener Turbulenzmodelle entwickelt, die die Turbulenz abschätzen. Nach BLAZEK [5] können folgende Ansätze genannt werden:

- Algebraische, Null-Gleichungsmodelle
- Ein-Gleichungsmodelle
- Mehr-Gleichungsmodelle
- Reynolds Stress Models
- LES
- DNS

Die hier aufgelisteten Kategorien von Turbulenzmodellen weisen unterschiedliche Komplexität auf, die sich auch im Berechnungsaufwand widerspiegelt. Darüber hinaus können diese unterschiedliche Genauigkeiten aufweisen. Es ist jedoch wichtig anzumerken, dass kein Turbulenzmodell in allen Situationen gut funktioniert, deshalb sollte immer die Anwendbarkeit des jeweiligen Modells auf das entsprechende Problem überprüft werden [5]. In weiterer Folge werden ausschließlich Turbulenzmodelle vorgestellt, die den Mehr-Gleichungsmodellen bzw. den Zwei-Gleichungsmodellen angehören.

Reynolds Mittelung

Für die meisten technischen Anwendungen ist es nicht erforderlich, die hoch instationären Schwankungen der Strömungsgrößen zeitlich aufzulösen. In der Regel interessieren gemittelte Werte wie beispielsweise Kräfte, die auf Oberflächen eines Körpers wirken. Einer Form der Mittelung wurde von REYNOLDS bereits im Jahre 1895 entwickelt [5], weshalb man von der Reynolds Mittelung spricht.

Zum besseren Verständnis soll zunächst eine unter Turbulenzeinfluss schwankende Größe betrachtet werden. Diese kann man in zwei Komponenten aufteilen, den Mittelwert und die Schwankungsgröße. Im Zusammenhang mit dieser Aufspaltung spricht man von der Reynolds-Zerlegung, die wie folgt definiert ist:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (3.37)$$

⁵Large Eddy Simulation

In Abbildung 3.12 ist für einen stationären und einen instationären Fall die Größe u dargestellt. Im Bild links stellt \bar{u} das zeitliche Mittel und rechts das statistische Mittel dar. Die Abweichung des aktuellen Werts vom berechneten Mittelwert wird als Schwankungsgröße u' bezeichnet.

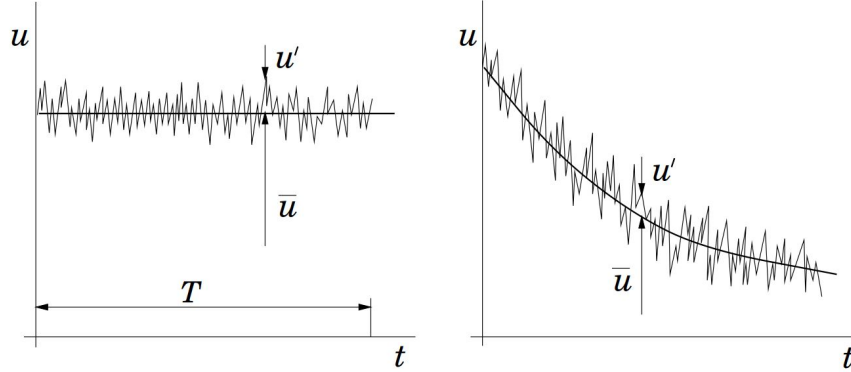


Bild 3.12: Mittelung stationärer und instationärer Größen[13]

Um die Mittelwerte zu erhalten, werden die unter Turbulenz schwankenden Größen einer Mittelung unterzogen. Wobei zwischen einer zeitlichen Mittelung im Falle einer statistisch stationären Strömung und der Ensemble Mittelung für statistisch instationäre Strömungen unterschieden wird [48]. Erstere der beiden Verfahren wird in Gleichung 3.38 und letztere in Gleichung 3.39 definiert, s. z. B. BLAZEK [5]:

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi(x_i, t) dt \quad (3.38)$$

$$\langle \phi \rangle(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (3.39)$$

In den beiden Gleichungen ist ϕ die zu mittelnde Größe und T bzw. N die Bandbreite des Intervalls, über das gemittelt werden soll. Für den stationären Fall gilt, dass T im Vergleich zur Zeitskala der auftretenden Schwankungen von ϕ möglichst groß sein sollte. Der Mittelwert sollte unabhängig vom Zeitpunkt t sein, zu dem das Intervall gestartet wird. Man erhält am Ende eine Größe $\bar{\phi}(x_i)$, die ausschließlich eine Funktion des Ortes x_i ist, jedoch nicht von der Zeit. Beim Ensemble Mittelwert sollte auch hier N ausreichend groß sein, um alle Schwankungen zu beseitigen. Das Resultat ist dann ein von Ort und Zeit abhängiger Mittelwert $\langle \phi \rangle(x_i, t)$.

Betrachtet man nun die Erhaltungsgleichungen, die in Abschnitt 3.1 erläutert wurden, so ist die Reynolds-Mittelung für die Geschwindigkeitskomponenten u, v und w , die Dichte ρ und den Druck p sowie für die totale, innere Energie je Volumeneinheit e

durchzuführen. Wendet man die gemittelten Größen und die dazugehörigen Schwankungsgrößen in weiterer Folge auf die Navier-Stokes Gleichungen an, erhält man die sogenannten RANS⁶-Gleichung.

Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichungen

An dieser Stelle soll die Reynolds-Mittelung auf die Impulsgleichung für den inkompressiblen Fall in der Raumrichtung x angewendet werden. Zusätzlich werden die Körperkräfte vernachlässigt. Mit diesen Annahmen kann die Impulsgleichung wie in Gleichung 3.40 angeschrieben werden.

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.40)$$

Um nun die Gleichung zu mitteln, müssen die fluktuierenden Größen – in diesem Fall u , v , w , p sowie ρ – durch ihren Mittelwert und die entsprechende Schwankungsgröße ersetzt werden, bevor die gesamte Gleichung einer Mittelung unterzogen wird. Zuerst werden jedoch einige mathematische Regeln im Umgang mit der Mittelung aufgezeigt, s. z. B. COLLINS [9].

- Mittelung der Schwankungsgrößen ϕ'

Betrachtet man die Definition der Mittelung, so wird klar, dass die Mittelung der Schwankungsgröße zu Null wird.

$$\overline{\phi'} = 0 \quad (3.41)$$

- Addition und Subtraktion gemittelter Größen

$$\overline{\phi_1 \pm \phi_2} = \overline{\phi_1} \pm \overline{\phi_2} \quad (3.42)$$

- Multiplikation gemittelter Größen

$$\overline{\phi'_1 \phi'_2} \neq \overline{\phi'_1} \cdot \overline{\phi'_2}$$

$$\begin{aligned} \overline{\phi_1 \cdot \phi_2} &= \overline{(\phi_1 + \phi'_1)(\phi_2 + \phi'_2)} = \overline{(\phi_1 + \phi_2)} + \overline{(\phi_1 \phi'_2)} + \overline{(\phi_2 \phi'_1)} + \overline{(\phi'_1 \phi'_2)} \\ &= \overline{(\phi_1 + \phi_2)} + \overline{(\phi'_1 \phi'_2)} \end{aligned} \quad (3.43)$$

Auch in dieser Gleichung verschwinden die Terme $\overline{(\phi_1 \phi'_2)}$ und $\overline{(\phi_2 \phi'_1)}$, da die Mittelung der Schwankungsgrößen zu Null wird, wie in Gleichung 3.41.

⁶Reynolds Averaged Navier-Stokes

Unter Beachtung dieser mathematischen Regeln führt die Mittelung der in Gleichung 3.40 zu Gleichung 3.44:

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \mu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) - \bar{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \quad (3.44)$$

Die gemittelten Impulsgleichungen in der y- bzw. z-Koordinate erhält man durch gleiches Vorgehen, wie oben gezeigt. Dies gilt auch für die Kontinuitäts- und die Energiegleichung. Wird die Energiegleichung der Reynoldsmittelung unterzogen, so ergibt sich ein zusätzlicher Term, der als turbulenter Wärmestrom bezeichnet wird [21].

Aus Gleichung 3.44 ist zu erkennen, dass gegenüber der Ausgangsgleichung auf der rechten Seite zusätzliche Terme auftreten, die durch die fluktuierenden Geschwindigkeitsanteile aus dem konvektiven Term hervor gehen. Die zusätzlichen Terme formen die Reynolds-Spannungen zu Gleichung 3.45 [5]:

$$\tau_{ij}^R = -\overline{\rho v'_i v'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (3.45)$$

Mit dieser Formulierung kann die gemittelte Impulsgleichung wie folgt zusammengefasst werden.

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_i \bar{v}_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^R) \quad (3.46)$$

Für den dreidimensionalen Fall besitzt der Reynolds-Spannungstensor neun Einträge, wobei sich auf Grund der symmetrischen Natur desgleichen sechs neue Unbekannte ergeben. Diese zusätzlichen Unbekannten erfordern zusätzliche Gleichungen, um das Gleichungssystem schließen zu können. Man spricht in diesem Zusammenhang vom Schließungsproblem der Turbulenz [13].

Einen wesentlichen Beitrag zur Lösung des Schließungsproblems lieferte bereits im Jahr 1877 der französische Mathematiker und Physiker J. Boussinesq, dessen Wirbelviskositäts-Hypothese einen Zusammenhang der Reynolds-Spannungen mit den mittleren Scherspannungen im Fluid beschreibt [43]. Nach BLAZEK [5] kann der Zusammenhang durch die Wirbelviskosität oder die turbulente Viskosität μ_T beschrieben werden und sieht, angewendet auf die inkompressible RANS-Gleichung, wie folgt aus:

$$\tau_{ij}^R = -\overline{\rho v'_i v'_j} = \mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\mu_T \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (3.47)$$

Die turbulente Viskosität stellt jedoch keine Fluideigenschaft dar, wie die molekulare Viskosität. μ_T ist vielmehr vom lokalen Strömungszustand abhängig, sowie auch von

transienten Effekten [5]. In Gleichung 3.47 beschreibt k die turbulente kinetische Energie, die sich aus den Diagonaleinträgen des Reynolds-Spannungstensors ergibt.

$$k = \frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}}{2} \quad (3.48)$$

Die Boussinesq-Hypothese stellt selbst kein Turbulenzmodell dar, da es keinen Ansatz liefert die Unbekannten μ_T und k zu bestimmen, bildet aber eine wichtige Grundlage für andere Turbulenzmodelle [4].

Wie schon eingangs in diesem Abschnitt beschrieben wurde, gibt es algebraische Modelle, Ein- bzw. Mehr-Gleichungsmodelle usw. Nachfolgend sollen zwei Zwei-Gleichungsmodelle näher betrachtet werden. Nach LAURIEN ET AL. [21] sind Mehr-Gleichungsmodelle immer dann von Nöten, wenn es zum Transport von Turbulenter Energie kommt, wie beispielsweise durch Konvektion oder Diffusion – analog zu anderen Transportvorgängen. Man kann demnach davon ausgehen, dass die Turbulenz an einem Ort produziert wird, transportiert wird und später wieder dissipiert [4].

3.4.1 k - ε Modell

Das k - ε -Modell ist vermutlich das am weitesten verbreitete Wirbelviskositäts-Modell. Es baut auf zwei zusätzlichen Gleichungen auf. Zum einen eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k und zum anderen eine Transportgleichung für die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie ε , die für dieses Modell wie folgt beschrieben wird

$$L \equiv \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \quad (3.49)$$

wobei L der turbulente Längenmaßstab ist. Die Struktur der Gleichungen ist vergleichbar mit denen anderer Transportgrößen. In den Transportgleichungen stehen die zeitliche Änderung von k bzw. ε in einem KV und der konvektive Fluss dieser Größen über die Oberfläche des Kontrollvolumens der Produktion, der Diffusion und der Dissipation der Erhaltungsgrößen gegenüber. Dabei stellt k ein Maß für die Intensität der Turbulenz dar. Betrachtet man das Energie-Spektrum einer turbulenten Strömung, so kann man gut erkennen, dass vor allem große Wirbel einen großen Teil der turbulenten Energie enthalten [48]. Aus selbigem Spektrum geht auch hervor, dass sich die Dissipation vorwiegend auf kleine Strukturen auswirkt. Auf Grund der mathematischen Komplexität der Modellgleichungen wird auf diese nicht näher eingegangen. Es sei an dieser Stelle auf einschlägige Fachliteratur verwiesen, s. z. B. [41, 13, 4].

Nach SANZ [41] wurde über die Jahre versucht verschiedenste Strömungsphänomene im k - ε -Modell zu berücksichtigen, wie beispielsweise Kompressibilitätseffekte oder Machzahl-Einfluss. Darüber hinaus ist auch eine Wandbehandlung implementiert, zum einen in Form eines „Low-Re-Number“-Modells und zum anderen durch ein Wandmodell.

Bei ersterem muss das numerische Gitter in wandnormaler Richtung sehr fein aufgelöst werden. Hier sollte der erste Knoten bei dimensionslosem Wandabstand $y^+ = 1$ liegen [21]. Für diesen Bereich muss das Modell korrigiert werden, da durch die Wand nicht mehr von isentroper Turbulenz ausgegangen werden kann [13].

Da es manchmal schwierig ist den wandnahen Bereich so fein aufzulösen, werden Wandfunktionen wie das logarithmische Wandgesetz verwendet, um den wandnahen Bereich zu überbrücken [41]. Nach LAURIEN ET AL. [21] ist y^+ wie folgt definiert

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad \text{mit} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.50)$$

wobei u_τ die Schubspannungsgeschwindigkeit, ν die kinematische Viskosität und τ_w die Wandschubspannung darstellt. Nahe zur Wand kann das Geschwindigkeitsprofil mit dem logarithmischen Wandgesetz beschrieben werden

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B, \quad (3.51)$$

wobei u^+ die dimensionslose Geschwindigkeit darstellt, κ die Karman-Konstante und B eine empirische Konstante ($\kappa = 0,41$) [13]. Die Wandfunktion modelliert die dimensionslose Geschwindigkeit in einem Bereich von $y^+ \leq 12,8$, weshalb darauf geachtet werden sollte, dass der erste Knoten deutlich außerhalb dieses Bereiches liegt [21].

Eine wesentliche Stärke des Modells ist die numerische Einfachheit, die jedoch dazu führt, dass es in komplexen Strömungssituationen mit Staupunkten, mit stark verdrallten oder gekrümmten Stromlinien, abgelöster Strömung usw. teilweise schlechte Ergebnisse liefert [44, 24]. Deshalb wird laut SCHWARZE [44] das k - ε -Modell vorwiegend für einfache, technische Strömungen verwendet, wo vor allem globale, jedoch nicht lokale und quantitative Details interessieren. Im Bereich der ungestörten Strömung wie beispielsweise in der Kernströmung in einem Rohr ist die Vorhersagequalität des Modells sehr gut.

3.4.2 SST- k - ω -Modell

Das SST⁷- k - ω -Modell basiert auf dem sogenannten Wilcox k - ω -Turbulenzmodell. Im Vergleich zu den k - ε -Modellen, berücksichtigt diese Art von Modell eine charakteristische Frequenz ω der turbulenten Wirbelstrukturen [44]. Dabei ist ω wie folgt definiert (s. z. B. SANZ [41]):

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (3.52)$$

Es handelt sich auch hierbei um ein Zwei-Gleichungsmodell, welches jeweils eine Transportgleichung für k und eine für ω verwendet, wobei letztere aus den Transportgleichungen für k und ε abgeleitet werden kann [4]. Laut SCHWARZE [44] liegen die

⁷Shear Stress Transport

Qualitäten dieses Turbulenzmodells in der Modellierung der Turbulenz in der wandnahen Strömung, wobei die Vorhersagequalität mit zunehmender Entfernung von der Wand abnimmt. Auch WILCOX [52] und MENTER ET AL. [24] haben dies festgestellt. Damit verhält sich das k - ω -Modell nach Wilcox kontrovers zum k - ε -Modell.

Dies veranlasste MENTER im Jahre 1994 beide Modelle – das k - ε -Modell und das k - ω -Modell – zu einem Turbulenzmodell zu verknüpfen, um die Stärken des einen im wandnahen Bereich und die des anderen für die frei Strömung zu kombinieren [41]. Dazu werden beide Modellansätze mit Hilfe einer Blendfunktion verknüpft, die je nach dimensionslosem Wandabstand das k - ω -Modell für die Grenzschichtströmung und das k - ε -Modell für die Freiströmung verwendet [24]. Dazu muss jedoch permanent der dimensionslose Wandabstand berechnet werden, allerdings ergibt sich auch eine geringere Anforderung an das Gitter im wandnahen Bereich.

3.5 Modellierung von Mehrphasenströmungen

In der Natur und der Technik treten in vielen Fällen mehrphasige Strömungen auf. Mehrphasige Strömungen können beispielsweise dispers verteilte Partikel, Blasen oder Tröpfchen in einem kontinuierlichen Fluid enthalten, aber auch Strömungen mit freier Oberfläche darstellen. Dabei bezeichnet man Bereiche nicht mischbarer Fluide, die von unterschiedlichen Aggregatzuständen, aber auch von gleichem Aggregatzustand sein können als Phase [21].

Um das Verhalten derartiger Strömungen und die Interaktion der verschiedenen Phasen abbilden zu können, werden verschiedene Modelle bzw. Simulationsansätze verwendet. Je nach zu untersuchender Strömung wird beispielsweise der Euler-Euler-Ansatz oder das Euler-Lagrange-Verfahren für Partikelströmungen und das VOF-Verfahren für Strömungen mit freier Oberfläche verwendet. Nachfolgend soll nur die Volume of Fluid Methode oder das Homogeneous-Model näher behandelt.

3.5.1 Volume-of-Fluid-Methode

Anders als beispielsweise bei den Euler-Euler-Verfahren, die für jede auftretende Phase eine separates Set an Erhaltungsgleichung lösen, werden bei der VOF-Methode die Erhaltungsgleichungen nur für eine Fluid berechnet. Um damit dennoch mehrere Phasen abbilden zu können, wird hier ein sogenanntes Mischfluid betrachtet, welches durch die Eigenschaften der einzelnen Phasen des Mehrphasen-Gemisches definiert wird [32]. Daher stammt die Bezeichnung Homogeneous-Model, da man das Mehrphasen-Gemisch als ein homogenes Kontinuum betrachtet [21].

Nach PASCHEDAG [32] wird der Phasenanteil mit Hilfe einer modifizierten Kontinuitätsgleichung beschrieben, die für den inkompressiblen Fall die Form hat:

$$\frac{\partial \alpha_F}{\partial t} + \nabla(\alpha_F \vec{v}_F) = 0 \quad (3.53)$$

Bei der Betrachtung eines Zwei-Phasen-Gemisches, bestehend aus einer Flüssigkeit und einem Gas, stellt α_F den Phasenanteil dar, der den Volumenanteil der flüssigen Phase im Kontrollvolumen angibt. Demnach ist $\alpha_F = 1$ für den Fall, dass das KV vollständig mit Flüssigkeit gefüllt ist und 0, wenn sich nur Gas in der Zelle befindet. Die Eigenschaften des betrachteten Fluides werden durch eine Dichte und eine Viskosität des Gemisches beschrieben, die nach FERZIGER ET AL. [13] wie folgt definiert werden können:

$$\rho = \rho_f \cdot \alpha_F + \rho_g [1 - \alpha_F] \quad (3.54)$$

$$\mu = \mu_f \cdot \alpha_F + \mu_g [1 - \alpha_F] \quad (3.55)$$

Mit diesen Größen kann das Geschwindigkeitsfeld berechnet werden. Das VOF-Verfahren ist sehr gut geeignet um die Phasengrenze zu ermitteln, wobei wie folgt vorgegangen wird [32]. Die Phasengrenze kann mit Gleichung 3.53 ermittelt werden, indem der Gradient des Volumenanteils bestimmt wird. Die Trennfläche bzw. die Phasengrenze in einer Zelle wird so platziert, dass diese normal zum steilsten Gradienten orientiert ist und die Zelle entsprechend dem Volumenanteil geteilt wird. Die Genauigkeit der Vorhersage der Phasengrenze wird dabei stark durch das Gitter in diesem Bereich und die numerischen Diskretisierungsschemen bestimmt. Laut PASCHEDAG [32] ergibt sich für diese keine scharfe Grenze, vielmehr verschmiert die Phasengrenze über mehrere Zellen, wobei der Sprung innerhalb von drei Zellen dargestellt werden sollte. Nach der Bestimmung des Volumenanteils im Berechnungsgebiet, werden die Erhaltungsgleichungen gelöst.

Naturgemäß treten an der freien Oberfläche auch große Gradienten der verschiedenen Fluideigenschaften auf, sodass mitunter Diskontinuitäten auftreten [26]. Diese können bei ungenügend feinem Gitter senkrecht zur Phasengrenze dazu führen, dass das Verfahren numerisch instabil wird.

Die hier dargestellte Form des VOF-Modells beruht weitgehend auf der ursprünglichen Formulierung von HIRT & NICHOLS vom Jahre 1981. Über die Jahre wurde das Modell von verschiedenen Autoren adaptiert und weiterentwickelt wie FERZIGER ET AL. [13] beschreibt.

4 Simulation der Verteilrohrleitung

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, ist es Teil der Aufgabe die Verteilrohrleitung mittels CFD-Simulation zu untersuchen. Die Simulationen sollen dabei mit dem Software-Paket Ansys CFX 17.1 durchgeführt werden, sodass sich alle in diesem Abschnitt verwendeten Begrifflichkeiten bezüglich Software und deren Anwendung auf dieses Paket beziehen.

Trotz der nicht allzu komplizierten Geometrie der Verteilrohrleitung stellt die Simulation einige Herausforderungen bereit. Gleich zu Beginn ist hier die Tatsache zu nennen, dass die Berechnung zweiphasig durchgeführt werden muss, um am Ende eine Aussage über den Strahl treffen zu können. Des Weiteren wird die Strömung sehr stark beschleunigt. Während anfangs im Bereich des Einlaufes relativ geringe Geschwindigkeiten vorliegen, wird das Wasser in der Düse stark beschleunigt und erreicht im vorliegenden Fall die in etwa neunfache Geschwindigkeit bezogen auf jene in der Einlaufstrecke. Das bedingt sehr hohe Anforderungen an das Gitter im Bereich der Düse und kann zu Effekten führen, die mitunter numerischen Instabilitäten bei der Berechnung verursachen.

Für eine ganzheitliche Beurteilung der Verteilrohrleitung ist es notwendig, auch die Leistungsregelung der Pelton-Turbine abzubilden. Diese basiert – wie bereits in Abschnitt 2.2.2 ausführlich geschildert wurde – auf einer Änderung des Düsenöffnungsquerschnittes, sowie auch durch die vollständige Abschaltung einzelner Düsen. Es werden daher drei verschiedenen Düsenöffnungen und auch der Betrieb mit einer unterschiedlichen Anzahl an Düsen im Einsatz untersucht.

Im Folgenden werden die Herausforderungen, die im Zuge der Simulation der Verteilrohrleitung auftraten und deren Lösungsansätze dargestellt. Dazu soll die geometrische Spezifikation, das Berechnungsgitter und dessen wesentliche Ausprägungen, sowie das numerische Setup der Simulation beschrieben werden.

4.1 Geometrie

Die Geometrie der Verteilrohrleitung, sowie auch die des später betrachteten Bechers, entspricht einer realisierten Anlage. Das dreidimensionale Geometriemodell wurde dabei aus Baugruppenzeichnungen abgeleitet. Die resultierende Geometrie zeigt die nachfolgende Darstellung 4.1.

Das Geometriemodell verfügt über eine Einlaufstrecke, deren Länge in etwa dem sechsfachen Durchmesser des Einlasses von 441 mm entspricht. Eine weitere charak-

teristische Größe ist der Mundstückdurchmesser der Düsen. Dieses nicht dem Strahldurchmesser entsprechende Maß definiert den engsten Querschnitt der Düse an deren Austritt. Bei der vorliegenden Düse beträgt der Mundstückdurchmesser 79 mm. Der Zufluss zu den ersten drei Düsen erfolgt durch sog. Verteiler oder Verzweigungen. In der Regel verfügen diese über Verstärkungsrippen, die zu einer Versteifung führen und die Verformung des Verteilers unter den teils sehr hohen Drücken verringert. Ohne die Verstärkung würden sehr hohe Spannungen auftreten und sich die Verteiler in vertikaler Richtung spürbar ausdehnen und damit zu einer Änderung der Düsenausrichtung führen. Ragen die Rippen zu weit in den Rohrquerschnitt der Ringleitung, kann sich daraus mitunter eine negative Zuströmung zur Düse einstellen.

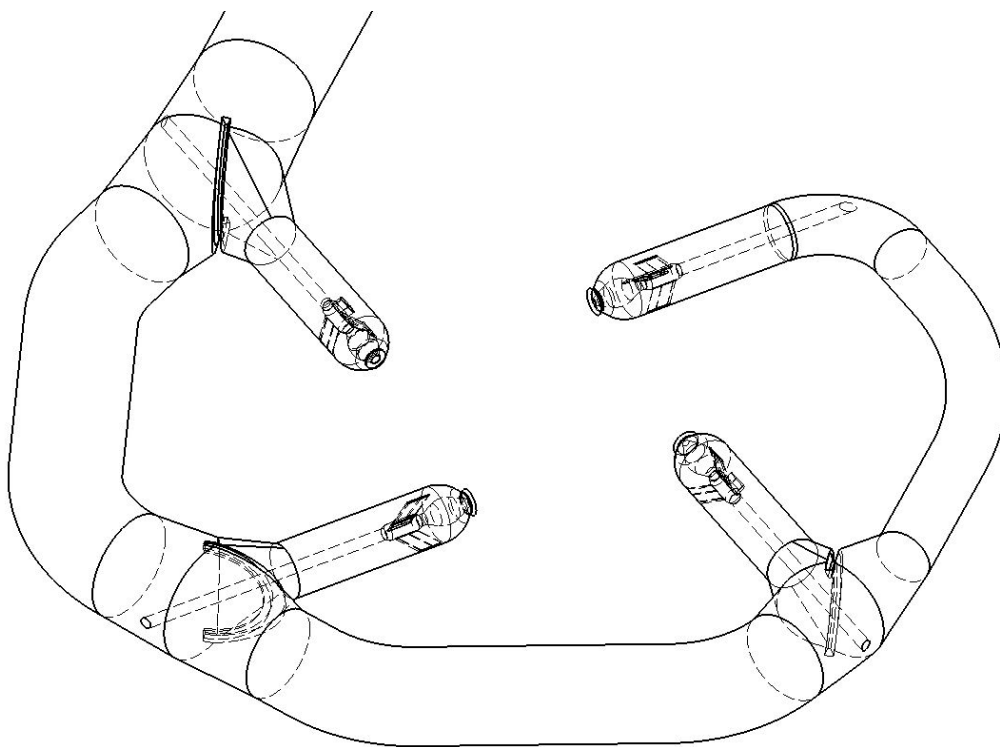


Bild 4.1: 3D-Darstellung der Verteilrohrleitung

Nach den Verteilern bzw. dem Bogen folgt die Düse. Im vorliegenden Fall ist diese mit außenliegender Betätigung ausgeführt und besitzt deshalb eine nach außen verlaufende Betätigungsstange. Im vorderen Bereich der Düsen ist das Führungskreuz angeordnet, welches drei Rippen aufweist, welche die Düsennadel führen und unter Umständen zum Abbau von Sekundärströmungen beitragen. Wie in der Einleitung zu diesem Abschnitt beschrieben ist, umfasst die Untersuchung der Verteilrohrleitung die Simulation verschiedener Betriebszustände bzw. Lastfälle, um eine ganzheitliche Beurteilung zu ermöglichen. Das betrifft sowohl die Variation der Düsenöffnung wie auch die Abschaltung von einzelnen Düsen. Die Betrachtung dieser Lastfälle bedarf einer

abgeänderten Geometrie, die von zuvor beschriebener abgeleitet ist.

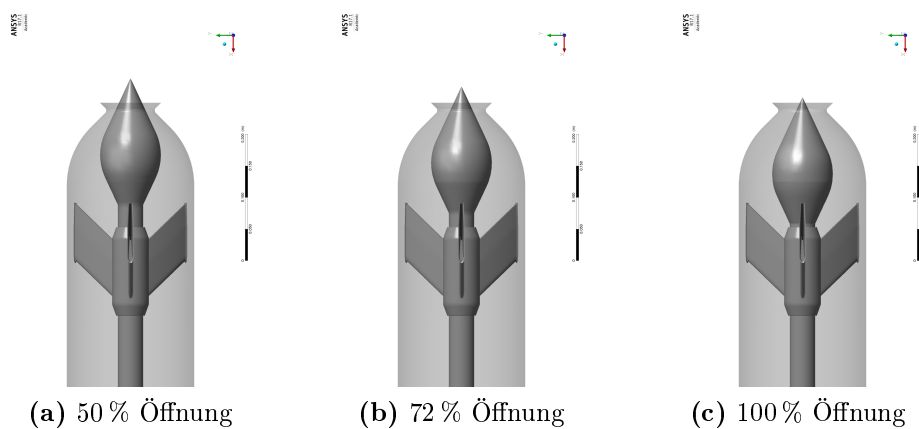


Bild 4.2: Untersuchte Düsenöffnungen

In Abbildung 4.2 sind die drei unterschiedlichen Düsenöffnungen dargestellt. Die Wahl der untersuchten Öffnungsquerschnitte orientiert sich dabei an der realen Anlage. Die kleinste, betrachtete Düsenöffnung in Bild 4.2a entspricht einem Öffnungsgrad von 50 % bzw. 30 mm Düsennadelhub. In Bild 4.2b ist der Regelbetriebsfall für Volllast abgebildet. Dieser entspricht einer relativen Öffnung von rund 72% oder 43 mm. Im letzten Bild 4.2c ist die vollständig geöffnete Düse abgebildet, wobei die Düsennadel um 60 mm zur Nulllage verschoben ist. So wird die Turbine im regulären Betrieb nicht betrieben, der Betriebspunkt kann jedoch im Anfahrbetrieb auftreten. Trotz der geringen Bedeutung dieses Lastfalls für den normalen Betrieb der Turbine, ist es dennoch interessant das Verhalten der Verteilrohrleitung bzw. die Ausbildung des Strahls bei hohem Durchfluss zu betrachten.

Die Simulation der Verteilrohrleitung mit einzelnen, abgeschalteten Düsen ist durch die Verwendung der vollständigen VRL realisiert, wobei einzelne Düsen verschlossen sind.

Abbildung 4.3 zeigt eine Alternative den Betrieb mit abgeschalteten Düsen zu realisieren. Dafür ist die Rohrleitung soweit modifiziert, dass der gesamte Teil nach dem Verteiler der letzten aktiven Düse unberücksichtigt bleibt. Diese Herangehensweise war jedoch nicht erfolgversprechend. Die Simulationen mit diesem geometrischen Setup zeigten teilweise zwar Ergebnisse, wie jene, die mit der gesamten Rohrleitung erzielt wurden, jedoch war die Simulation in manchen Fällen numerisch weniger stabil. Aus diesem Grund wurde diese Herangehensweise nicht weiter verfolgt.

4.2 Numerisches Gitter

Das numerische Gitter der Verteilrohrleitung ist aus zwei Teilen aufgebaut. Einen davon bildet die Rohrleitung mit den Verzweigungen und dem Bogen am Ende. Den zweiten

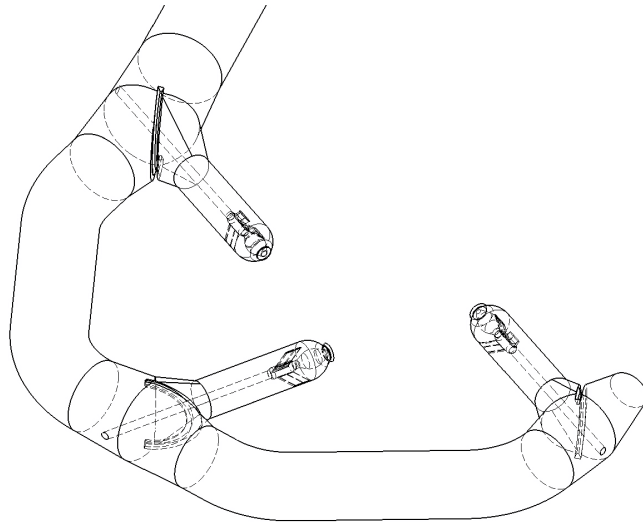


Bild 4.3: Geometrievariante mit drei Düsen

Teil bilden die Düsen mit den dazugehörigen Strahlkörpern. Dabei sind beide sowohl aus strukturierten wie auch unstrukturierten Blöcken aufgebaut, wobei nur zwischen den Verteilern und der Düse ein Interface notwendig ist, um die ungleichen Gitterstrukturen zu verbinden.

Die Rohrstücke der Rohrleitung sind strukturiert ausgeführt. Die Verteiler sowie der Rohrbogen sind als unstrukturierte Hybridgitter aufgebaut. Aus technischer Sicht wäre es durchaus denkbar, zumindest Teile der Verzweigungen bzw. des Bogens mit einem strukturierten Gitter aufzubauen. Jedoch führen sowohl die Betätigungsstangen als auch die Versteifungsrippen zu Unregelmäßigkeiten in der Geometrie, welche die Verwendung von strukturierten Blöcken deutlich erschweren. Es könnte dadurch die Anzahl an Gitterknoten reduziert werden. Es ist jedoch anzunehmen, dass dadurch die Güte der Berechnung nicht maßgeblich verbessert wird und somit den großen Aufwand nicht Wert ist.

Bei der Düse ist der das Führungskreuz enthaltende Teil, unstrukturiert vergittert. Die übrigen Elemente von Düse und Strahlraum sind mit strukturierten Gitterblöcken realisiert. Die Übergänge zwischen den Gitterblöcken ist dabei stetig, d. h. es liegen die benachbarten Knoten direkt übereinander. Mit besonderer Sorgfalt ist der Bereich am Düsenaustritt vergittert.

In Abbildung 4.4 ist das Rechengitter der Verteilrohrleitung dargestellt. Der in blau eingefärbte Teil entspricht der Rohrleitung und der orange Teil repräsentiert die Düse, an welche der Strahlkörper anschließt. Der Strahlkörper bildet jenen Raum, in dem sich der Strahl ausbildet. Die Dimension desgleichen ist entscheidend, damit von den Randbedingungen keine Rückwirkung auf das Strömungsverhalten ausgeht und so die Lösung beeinflusst. Der Durchmesser entspricht rund dem Vierfachen des Mundstückdurchmessers der Düse und hat in etwa dessen achtfache Länge. Damit ist dieser lang

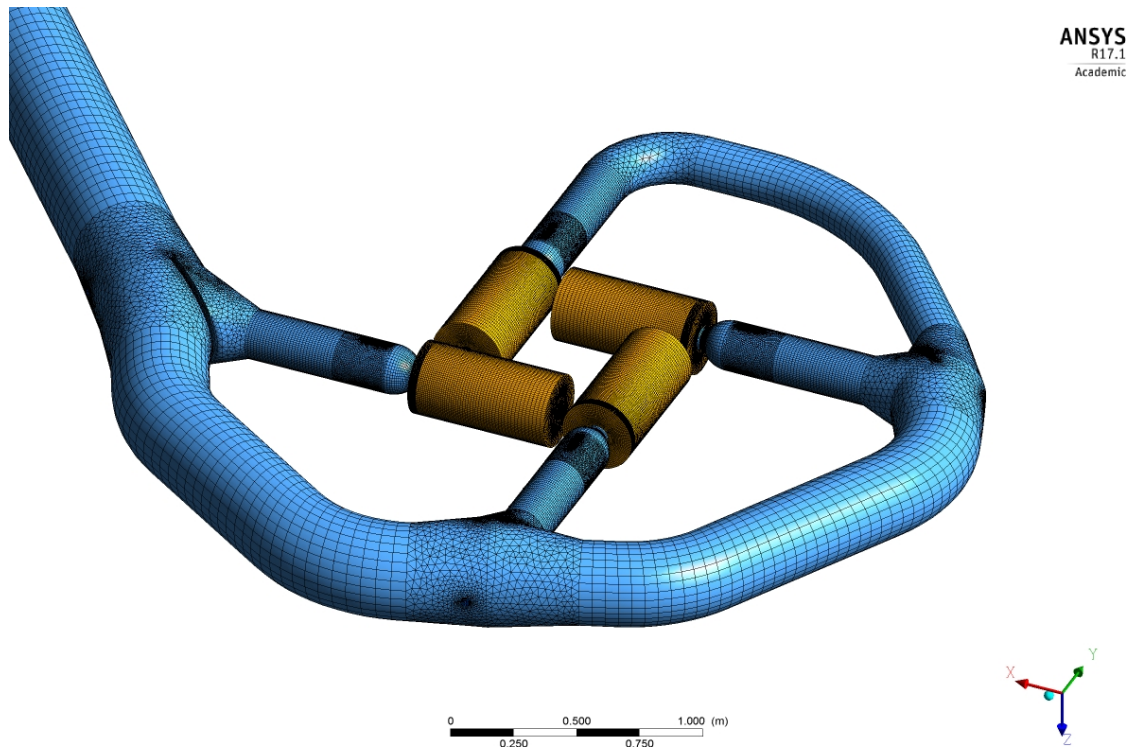


Bild 4.4: Numerisches Gitter der Verteilrohrleitung

genug, dass sich ein Stahl ausbilden kann, welcher das Laufrad tangential unter einem Winkel von 90° beaufschlagen würde. Das Laufrad der Pelton-Turbine ist in diesem Setup nicht enthalten.

Man kann anhand des Bildes bereits erkennen, dass die Zellen im Bereich der Rohrleitung deutlich größer sind als im Bereich der Düse. Das ist zum einen der Strömungsgeschwindigkeit geschuldet und zum anderen für die Abbildung der Geometrie erforderlich. Für die vergleichsweise langsame Zuströmung können größere Elemente verwendet werden, wo hingegen in der Düse durch die Beschleunigung sehr große Gradienten auftreten, die eine genauere geometrische Diskretisierung erfordern. Auch die feineren geometrischen Strukturen erfordern kleinere Elemente, um die Konturen der Geometrie mit ausreichender Genauigkeit abzubilden.

Basierend auf den ersten Simulationsergebnissen, wurde das Gitter der Verteilrohrleitung mehrere Male einer wesentlichen Veränderung unterzogen, die im weiteren Verlauf erläutert werden. Diese Veränderungen oder Optimierungen betreffen in allen Fällen den Bereich zwischen dem Düsenaustritt und dem Strahl.

VRL-Gitter Version 1

Bei der ersten Version des Gitters für die Verteilrohrleitung ist der Aufbau etwas anders als zuvor beschrieben, s. Abbildung 4.5. In diesem Fall ist das Gitter am Austritt aus der Düse eine zweites mal getrennt, sodass sich die Regionen Rohrleitung, Düse und Strahl separat ergeben.

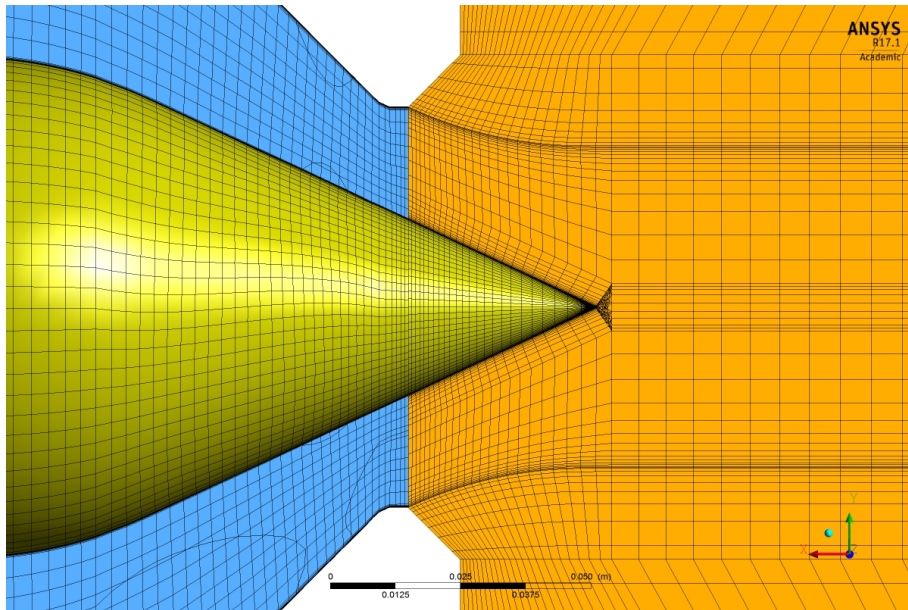


Bild 4.5: Detailansicht des Gitters im Bereich des Düsenaustritts - Version 1

Das kann am Übergang vom blauen auf das orange Gitter gut erkannt werden – hier sind die längs verlaufenden Gitterlinien nicht stetig durchgehend. Dadurch kann die Information der Knoten auf der Interface-Fläche der Düse nicht einfach an die Knoten auf der Interface-Fläche der Strahl-Domain übergeben werden. Damit ist an dieser Stelle wie auch zwischen Rohrleitung und Düse ein Interface notwendig. Bei diesem werden die Informationen von einem Gitter auf das angrenzende interpoliert.

Beim Gitter der Strahl-Domain wurde versucht eine Gitterverdichtung an der voraussichtlichen Phasengrenze zwischen Wasser und Luft zu erzeugen, die auch die Strahleinschnürung berücksichtigen soll. Das Problem dabei ist, dass zu Beginn nicht bekannt ist, wo genau sich die Phasengrenze ausbildet. Das gilt sowohl für den Strahldurchmesser als auch für den Verlauf der Einschnürung des Strahles nach dem Austritt aus der Düse. Somit sind Versuche und anschließende Anpassungen erforderlich, um die Geometrie an die tatsächlichen Verhältnisse anzupassen. Betrachtet man auch eine Änderungen im Durchfluss je Düse, so muss dies mehrmals wiederholt werden.

Eine maßgebliche Ursache dieses Gitter nicht weiter zu verwenden, war die Ausprägung des Gitters an der Düsen Spitze. In Abbildung 4.5 kann man in diesem Bereich erkennen, dass in einem kleinen Bereich vor der Düsenadelspitze äußerst kleine Ele-

mente vorhanden sind. Dieser unstrukturiert vernetzte Bereich ist notwendig, um zu verhindern, dass die Gitterverdichtung an der Düsenoberfläche nicht in Längsrichtung des Strahlkörpers fortgeführt wird. In einem strukturierten Gitter würde sich diese Gitterverdichtung in Längsrichtung fortsetzen und zur Erhöhung der Anzahl an Gitterelementen führen, die in diesen Bereich nicht notwendig sind. Bei den ersten Simulationen mit diesem Gitter hat sich gezeigt, dass die Residuen nicht ausreichend konvergieren bzw. die Simulationen bei manchen Lastfällen numerische Instabilitäten auftraten. Damit war es mit der ersten Gittervariante nicht möglich alle zu untersuchenden Fälle mit dem gleichen Setup zu berechnen.

VRL-Gitter Version 2

Da die erste Gittervariante nicht zum Ziel führte, wurde das Gitter im zweiten Anlauf gänzlich anders aufgebaut, wie Bild 4.6 zeigt. In diesem Fall entspricht die Gittertopologie der einleitenden Beschreibung.

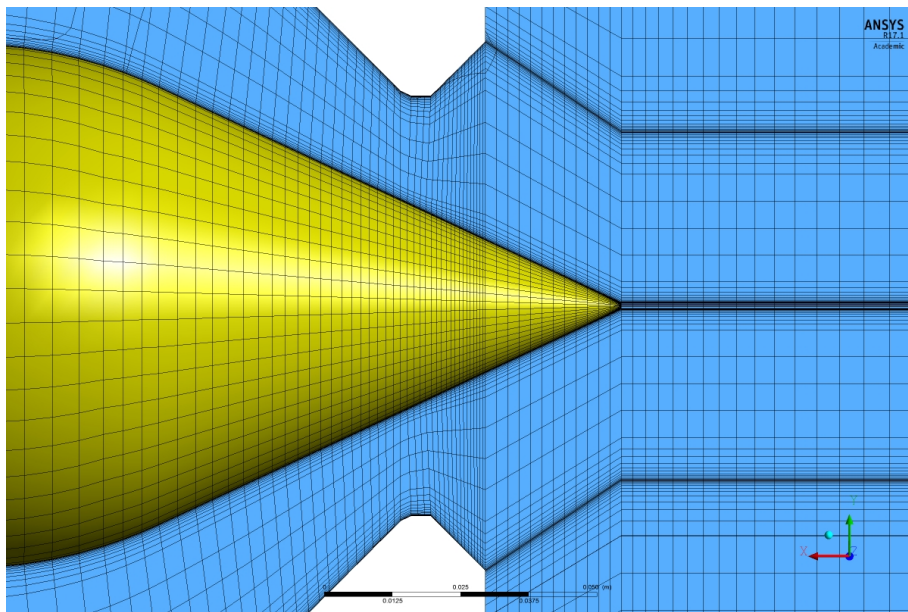


Bild 4.6: Detailansicht des Gitters im Bereich des Düsenaustritts - Version 2

Die Düse wie auch der Strahlkörper sind hier als eine durchgehende Gittertopologie ausgeführt. Anders als bei Version 1 schließt hier das Gitter des Strahlkörpers nahtlos an die Düse an, sodass auf ein Interface verzichtet werden kann. Darüber hinaus weist das Gitter zwei wesentliche Unterschiede auf. Einerseits ist die Gitterverdichtung an der Düsenadelspitze in den Strahlraum fortgeführt. Es kommt damit zwar, wie für Version 1 beschrieben wurde, zu einer Zunahme der Knotenanzahl, jedoch wird die Gitterqualität in diesem Bereich deutlich verbessert.

Zum anderen ist hier die Realisierung des Übergangs zwischen Düsenmundstück und Strahlkörper zu nennen. Wie man in Abbildung 4.6 erkennen kann, verläuft das Gitter entlang der Fasse am Austritt der Düse radial nach außen, um sich danach wieder auf den zu erwartenden Strahldurchmesser zu verjüngen. Wie erste Simulationen mit diesem Gitter gezeigt haben, geht der Vorteil des strukturierten Gitterübergangs in diesem Fall zu Lasten der Abbildung der Phasengrenze zwischen Strahl und der umgebenden Luft.

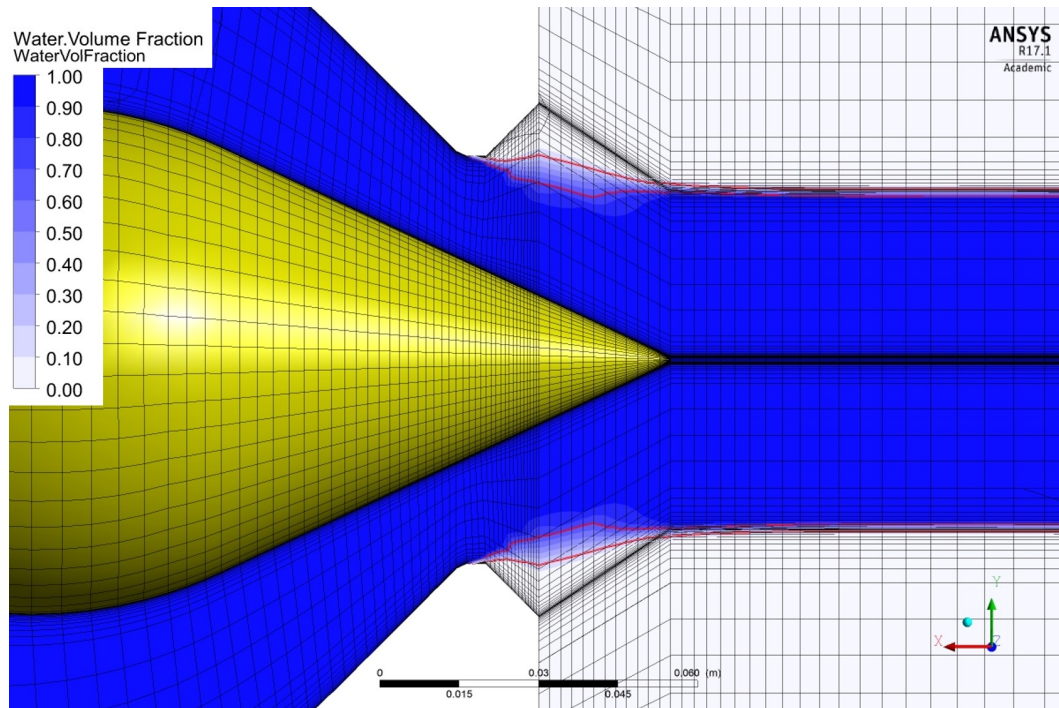


Bild 4.7: Gittereinfluss auf die Ausbildung des Strahls

Dieser Effekt kann in Abbildung 4.7 sehr gut erkannt werden. Sie zeigt einen Konturplot der Water-Volume Fraction – visualisiert also den Volumenanteil des Wassers in den einzelnen Zellen. Die Phasengrenze kann jedoch nicht exakt lokalisiert werden, da der Übergang von Wasser zu Luft nicht sprunghaft verläuft, sondern graduell. Damit hängt die Lage des Phasenübergangs immer von der Wahl des Volumenanteils ab, bei dem dieser Dargestellt werden soll. In obiger Abbildung sind zwei rote Linien dargestellt, welche die Phasengrenzen bei verschiedenen Volumenanteilen wiedergeben. Die äußere Linie zeigt dabei die Phasengrenze bei einem Volumenanteil von $\alpha_F \approx 20\%$ und die innere Linie bei $\alpha_F \approx 80\%$. Aus zuvor beschriebenem geht klar hervor, dass diese Linien nicht übereinander liegen können, jedoch sollten sie nicht so stark voneinander divergieren, wie das Abbildung 4.7 erkennbar ist. Dieser Effekt ist auf das Auftreten von numerischer Diffusion zurückzuführen. Diese tritt verstärkt auf, wenn die Ausrichtung des Gitters nicht mit der Hauptströmungsrichtung korreliert. Ungünstig wirkt sich dabei auch das radiale Wachstum der Gitterzellen am Austritt der Düse aus. Dadurch

kommt es zunächst zu einer Aufweitung der Strahloberfläche, die weiter stromabwärts wieder einen kompakten Phasenübergang ausbildet, wie auch die roten Linien anzeigen. Dieser Effekt wird durch die radial nach innen verlaufenden Zellen verursacht.

Zusammenfassend ist ein klarer Einfluss der Gittertopologie zu erkennen. Damit liefert auch dieses Gitter unzureichende Ergebnisse und macht deshalb eine weitere Optimierung notwendig. Darüber hinaus traten mit diesem Gitter auch weitere Probleme bei der Berechnung auf. Zum einen waren einige der Lastfälle numerisch instabil und zum andern ist für einen Fall wiederholt ein nicht physikalisches Ergebnis aufgetreten.

VRL Gitter - Finale Version

Der finale Aufbau des Gitters stützt sich auf die ersten beiden Versionen und verwendet deren vorteilhafte Aspekte.

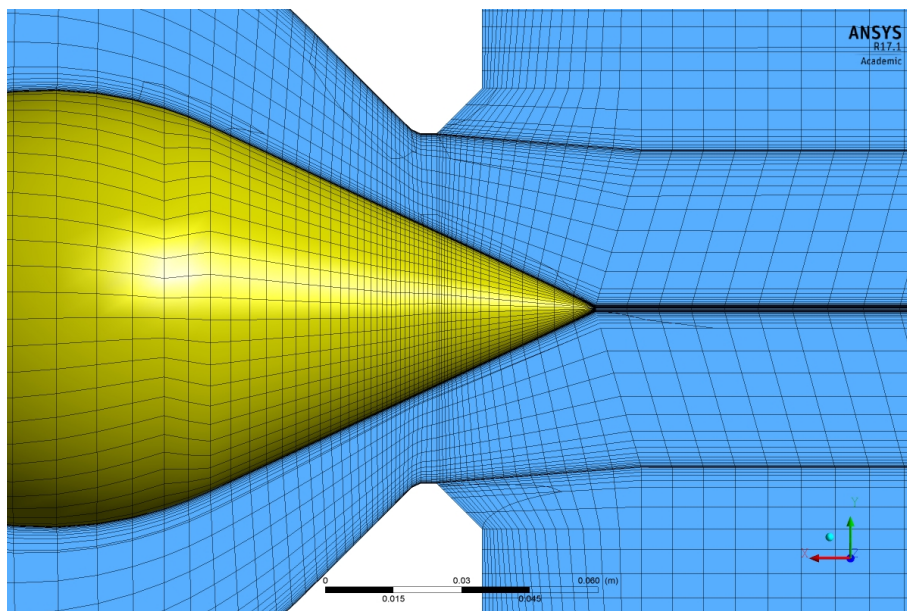


Bild 4.8: Detailansicht des finalen Gitters im Bereich Düse Strahl

Abbildung 4.8 zeigt erneut die Gittertopologie im Bereich des Düsenaustritts in der Mittelebene der Verteilrohrleitung. Das Gitter ist wie bei Version 2 zwischen Düse und Stahl stetig fortgeführt. Das trifft entsprechend auch für die Gitterverdichtung an der Düsenadel zu. Ähnlich dem ersten Ansatz ist die Orientierung der Gitterlinien in diesem Fall deutlich besser dem Strahl angepasst als bei Gittertopologie 2. Nach dem Düsenmundstück verläuft hier die Gitterverdichtung zuerst kegelförmig zusammen bis diese sich dann mit konstantem Durchmesser im Strahlkörper fortsetzt. Jedoch wird in diesem Fall darauf verzichtet, das Gitter an unterschiedliche Strahldurchmesser, die bei verschiedenen Düsenöffnungen auftreten, anzupassen. Hier ist die Gitterverdichtung

an der Phasengrenze so angeordnet, dass sich für die auftretenden Lastfälle ein guter Kompromiss ergibt.

Die vorliegende Variante (Bild 4.7) bildet die Basis für die Untersuchung der Verteilrohrleitung. Zwischen den beiden Komponenten – der Rohrleitung und den Düsen – ist jeweils ein Interface notwendig, wie bereits erwähnt wurde.

Einige Kenngrößen des finalen Gitters sind in nachfolgender Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Kenngrößen des Gitters

Kenngröße	Rohrleitung	Düse - Strahl	Gesamt
Anzahl an Knoten	488.604	712.904	3.340.220
Anzahl an Elementen	1.089.086	1.290.677	6.251.794
Tetraeder	361.091	412.346	2.010.475
Prismen	633.864	517.965	2.705.688
Hexaeder	92.665	359.259	1.529.901
Pyramiden	1.466	1.116	5.930
First Layer Thickness [mm]	0,2	0,2 ... 0,03	
Inflation Layers	12	10 ... 12	

4.3 Simulations-Setup

In diesem Abschnitt sind die wichtigsten Simulationsparameter bzw. das Simulations-setup dargestellt.

Betriebsparameter

Zu Beginn werden die zwei wesentlichen Betriebsparameter genannt. Wie schon in Abschnitt 2.2.3 aufgezeigt wurde, gibt es zwei wesentliche Größen, welche die Turbine entscheidend beeinflussen. Das sind die Fallhöhe H und der Durchfluss Q .

Maßgeblich für die Simulation ist die Fallhöhe, die in weiterer Folge auch den Durchfluss durch die Verteilrohrleitung bestimmt. Die Analyse der Betriebsparameter der realen Turbine hat gezeigt, dass die Fallhöhe im Betrieb in Folge von Pegelschwankungen im Oberwasser um einige Meter variiert. Um nun aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, wird für die Berechnung ein mittlerer Wert gewählt, der für alle Berechnung der Verteilrohrleitung dient. Verluste, die in der Zuleitung vom Oberwasser zur

Turbine auftreten, sind in den Berechnungen nicht berücksichtigt, da damit nur eine Verschiebung des gewählten Wertes für H einhergeht.

Mit der gewählten Fallhöhe von $H = 108\text{ m}$ stellt sich in der Rechnung für den Regelbetriebsfall (s. Abschnitt 4.1) ein Durchfluss von etwa $Q = 0,520\text{ m}^3/\text{s}$. Für größere bzw. kleinere Düsenöffnungen treten entsprechend höhere bzw. geringere Durchflüsse auf.

Randbedingungen und Initialisierung

Die entscheidende Definition eines Modells einer numerischen Strömungssimulation¹ ist durch die Randbedingungen gegeben. Im vorliegenden Modell sind Randbedingungen für die festen Wände, das Inlet und die Berandung des Strahlkörpers definiert. Abbildung 4.9 zeigt die verwendeten Randbedingungen am geometrischen Setup der Verteilrohrleitung. Dabei stellen alle blau eingefärbten Flächen eine „Wall“ Randbedingung dar, alle grünen Flächen „Openings“, alle gelben Flächen „Outlets“ und die rote Fläche das „Inlet“.

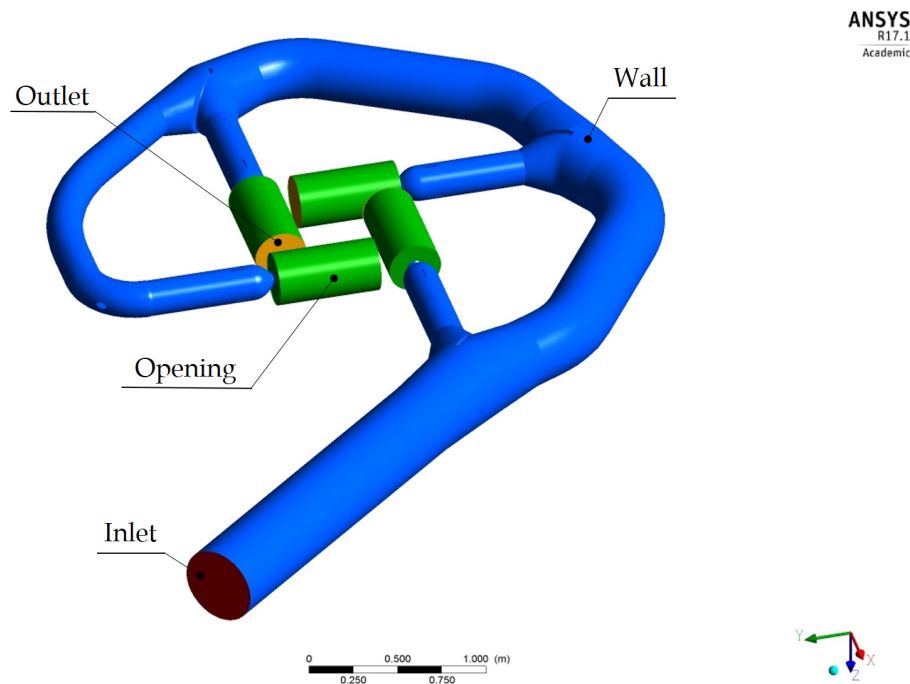


Bild 4.9: Randbedingungen der Verteilrohrleitung

Die Inlet-Randbedingung ist durch einen Totaldruck gegeben. Dieser entspricht der zuvor beschriebenen Fallhöhe und kann aus folgendem Zusammenhang in Gleichung 4.1

¹Auch für andere Simulationen sind Randbedingungen notwendig.

$$p_{\text{tot, Inlet}} = \rho_{\text{W}} \cdot g \cdot H \quad (4.1)$$

ermittelt werden. Durch den Druck stellt sich dann eine Strömungsgeschwindigkeit in der Verteilrohrleitung ein.

Die Wall-Randbedingung kann unterschiedlich definiert werden. In diesem Fall sind die festen Wände als sog. „No Slip Wall“ festgelegt. Das bedeutet nichts anderes, als dass an der Wand die Haftbedingung erfüllt wird. Diese besagt, dass die Relativgeschwindigkeit an der Wand Null ist. Naturgemäß ist an festen, undurchlässigen Wänden auch die Normalkomponente der Fluidgeschwindigkeit an der Wand verschwindend gering [45]. Für als „Wall“ definierte Flächen können auch Parameter wie die Rauheit festgelegt werden, allerdings wurde in der vorliegenden Arbeit gänzlich darauf verzichtet.

Die düsenseitige Stirnfläche und die Umfangsfläche der Strahlkörper sind als Openings definiert. Diese ermöglichen – anders als beim Outlet – das Ein- und Ausströmen von Luft über diese Grenzflächen, Wasser kann bei vorliegender Definition ausschließlich hinaus strömen. Im vorliegenden Fall sind die Opening-Randbedingungen durch den Relativdruck zur Umgebung und die Ein- bzw. Ausströmrichtung festgelegt. Dabei ist der Relativdruck mit 0 Pa bezogen auf den Umgebungsdruck von 1013,25 mbar [45] festgelegt und die Ein- und Ausströmrichtung ist normal zur Oberfläche angegeben.

Das Outlet am Ende des Strahlkörpers ist eine reine Ausström-Randbedingung, d. h., Wasser bzw. Luft können ausschließlich aus dem Strahlkörper hinaus strömen. Definiert sind die Outlets durch einen über die Fläche des Outlets gemittelten, statischen Druck, der ebenfalls 0 Pa relativ zur Umgebung entspricht.

Um die Konvergenz der Rechnung zu beschleunigen ist das Berechnungsgebiet initialisiert. Dabei ist die gesamte Verteilrohrleitung bis zu den Düsenmundstücken als mit Wasser gefüllt gegeben. Die Strahlkörper enthalten zu Beginn der Berechnung ausschließlich Luft. Das Geschwindigkeitsfeld ist sowohl für die mit Wasser als auch die Luft initialisierte Domain nicht explizit vorgegeben. Durch die Initialisierung wird gewährleistet, dass sich das Wasser nicht zuerst – vom Inlet ausgehend – in der gesamten Verteilrohrleitung ausbreiten muss. Das resultiert in einer geringeren Rechenzeit und einer besseren Stabilität der Rechnung [15]. Darüber hinaus wird durch die Initialisierung eine mittlere Turbulenzintensität im gesamten Strömungsgebiet vorgegeben. Diese entspricht einem Turbulenzgrad von 5 %, welcher durch das Verhältnis aus turbulenter zu dynamischer Viskosität von $\mu_{\text{T}}/\mu = 10$ ermittelt werden [3].

Modellannahmen

Da sich die Strömung im konvergierten Zustand stationär verhält und keine relevante, transiente Effekte auftreten, wurde die Berechnung auch stationär durchgeführt.

Wie bereits im Abschnitt 3.1.4 erklärt, sind auch bei den Simulationen der Verteilrohrleitung einige Vereinfachungen bzw. Annahmen zulässig.

So ist der Einfluss der Erdbeschleunigung g auf die Ausbildung des Strahles als sehr gering anzunehmen, wodurch eine Nichtberücksichtigung als gerechtfertigt erachtet werden kann. Dies wird deutlich, wenn die Ablenkung eines Wasserpartikels im Strahl betrachtet wird. In Folge der hohen Strahlgeschwindigkeit würde dieses in durch die Schwerkraft nur Millimeterbruchteile von seiner Flugbahn abgelenkt werden, bevor dieses das Berechnungsgebiet wieder verlässt.

Darüber hinaus wird das Problem als isotherm und inkompressibel betrachtet, womit sich die Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik deutlich vereinfachen. Auch auf eine Berücksichtigung der Oberflächenspannung wird im Zuge der Simulationen der Verteilrohrleitung verzichtet.

Diskretisierungs-Schemata

Einen wesentlichen Einfluss auf die Genauigkeit und die Stabilität aber auch auf die Dauer der Berechnung hat die numerische Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen. Wie im Abschnitt 3.2.2 genauer dargestellt, weisen unterschiedliche Verfahren bessere Stabilitätseigenschaften auf als andere oder sind genauer.

Für die Berechnung der Flüsse an den KV-Grenzen wurde hier die Option „High Resolution“ für die Diskretisierung der Ortskoordinaten der Erhaltungsgleichungen gewählt. ANSYS [3] beschreibt dieses Verfahren wie folgt.

Dabei wird ein Diskretisierungs-Schema von sowohl erster als auch zweiter Ordnung verwendet. Es kommt zu einer Überlagerung von einem Upwind-Verfahren erster Ordnung und einem CDS-Verfahren zweiter Ordnung. Die Überlagerung erfolgt dabei durch die Gewichtung mit einem Faktor, der vom lokalen Strömungsfeld abhängt und zwischen 0 und 1 variiert. In allen Bereichen mit großen räumlichen Gradienten der Strömungsgrößen ist der Gewichtungsfaktor klein bzw. nähert sich Null, sodass die Approximation der Gradienten durch ein UDS-Schema erfolgt. Bei kleinen Gradienten der Strömungsgrößen ist der Gewichtungsfaktor größer oder wird zu 1, womit die Diskretisierung durch ein Zentralfdifferenzen-Verfahren zweiter Ordnung erfolgt. Dieses Vorgehen soll die Stabilität der Diskretisierung in Bereichen hoher Gradienten erhöhen, indem hier Instabilitäten durch das dissipative UDS-Verfahren gedämpft werden.

Zeitschritt-Definition

Trotz der stationären Natur des Problems erfolgt mit der Zeit eine Entwicklung der Lösung. Deshalb muss bei der Definition des Simulations-Setups ein Zeitschritt festgelegt werden. In diesem Fall ist dieser als gestufte Funktion in Abhängigkeit des aktuellen Simulationsfortschritts gegeben. D. h., dass die ersten Iterationsschritte mit besonders kleinem Zeitschritt berechnet werden und dieser in weiterer Folge zunimmt. Die ersten 15 Iterationen werden mit dem kleinsten Zeitschritt von $5 \cdot 10^{-6}$ s berechnet, danach folgt ein Zeitschritt von $1 \cdot 10^{-5}$ s bis zur 50. Iteration. Die verbleibenden Iterationen werden mit einem Zeitschritt von $5 \cdot 10^{-5}$ s berechnet.

Alle Simulationen wurden mit der gleichen Anzahl von 2000 Iterationen gerechnet.

Turbulenzmodellierung

Die Turbulenzmodellierung erfolgt bei der Simulation der Verteilrohrleitung durch das SST- k - ω -Modell (s. 3.4.2). Dieses kombiniert das k - ω -Modell mit dem k - ϵ -Modell, wobei ersteres eine gute Vorhersage der Turbulenz nahe der Wand gewährleistet und letzteres im Bereich der voll entwickelten Turbulenz zum Einsatz kommt, also in wandfernen Bereichen des Strömungsgebietes.

Zweiphasen-Strömung

Da bei der Simulation der Verteilrohrleitung zwei Phasen Wasser und Luft gemeinsam auftreten, ist die Simulation zweiphasig durchzuführen. In diesem Fall ist das VOF-Modell in Verwendung. Wie im Abschnitt 3.5 beschrieben ist, ist dieses gut geeignet, um die Phasengrenze zwischen den beiden Fluiden zu beschreiben. Gleichzeitig benötigt sie weniger Ressourcen für die Berechnung.

4.4 Übersicht über berechnete Lastfälle

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die durchgeführten Simulationen der Verteilrohrleitung geben. Für alle Simulationen wurden die gleichen numerischen Settings verwendet, die unter Punkt 4.3 beschrieben wurden.

Tabelle 4.2: Zusammenfassung simulierter Fälle

Düsenöffnung	4 Düsen	3 Düsen	2 Düsen	1 Düse
50 % / 30 mm	✓	✓	✓	✓
72 % / 43 mm	✓	✓	✓	✓
100 % / 60 mm	✓	✓	✓	✓

Wie in Tabelle 4.2 dargestellt, wurden insgesamt 12 unterschiedliche Fälle untersucht. Für jede der Düsenöffnungen, sprich 50 %, 72 % und 100 %, wurden der Ein-, Zwei-, Drei- und Vierdüsenbetrieb simuliert.

5 Simulation des Pelton-Laufrades

Der zweite, wesentliche Abschnitt dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Simulation des Pelton-Laufrades. Gleich wie die Simulation der Verteilrohrleitung wurde auch hier das Software-Paket Ansys CFX 17.1 verwendet.

Bereits zu Beginn unter Punkt 1.1 ist in wenigen Zügen erklärt, dass die in der Pelton-Turbine auftretende Strömungssituation bzw. dessen Arbeitsprinzip die Simulation erschweren. Durch die prinzipbedingte Teilbeaufschlagung, liegt bei der Pelton-Turbine ein zweiphasiges Strömungsgebiet vor. Darüber hinaus unterliegt die rotierende Laufrad-Domäne einer ständigen Änderung ihrer relativen Lage in Bezug auf die stationäre Gehäuse-Domäne und macht daher eine transiente Betrachtung des Problems notwendig.

Der Hochgeschwindigkeits-Wasserstrahl, welcher die Becher des Laufrades beaufschlagt, kann gleich wie bei der Betrachtung der Verteilrohrleitung als stationär betrachtet werden. Durch die Interaktion des Strahls mit den rotierenden Bechern stellt sich an deren Oberfläche jedoch eine hoch instationäre Filmströmung mit freier Oberfläche ein. Die Ausbreitung des Wasserfilms an der Oberfläche führt gleichzeitig zu sehr raschen Druckanstiegen an der Becherinnenseite. Tritt das Wasser im Anschluss aus den Bechern aus, zerfällt der Wasserfilm teilweise und bildet Tropfen aus, die sich mit der im Gehäuse zirkulierenden Luft bewegen und dabei mit dem Laufrad interagieren. Diese Effekte erschweren die Simulation der Pelton-Turbine mittels CFD. Teilweise können die auftretenden Strömungsphänomene nur mäßig bis gar nicht abgebildet werden, wie das beispielsweise für die Wassertropfen-Becher-Interaktion gilt. Eine Erfassung der Tröpfchen beladenen Luft im Gehäuse der Turbine und dessen Einfluss auf das Laufrad erfordert eine äußerst feine Auflösung der Geometrie. Die damit verbundene, stark zunehmende Anzahl an Zellen bzw. Gitterpunkten würde den Berechnungsaufwand deutlich erhöhen. Aus diesem Grund wird im Allgemeinen auf eine Modellierung des realen Turbinengehäuses verzichtet. So wird das auch in vielen wissenschaftlichen Beiträgen zu diesem Thema beschrieben, siehe z. B. [34, 40, 27].

Dieses Verhalten bzw. die Strömungssituation in der Pelton-Turbine führen zu Schwierigkeiten bei der Simulation, die sich vor allem in unzureichender numerischer Stabilität der Simulationen widerspiegeln. Um diese Probleme kontrollieren zu können, wurden unterschiedliche Maßnahmen ergriffen, die im Anschluss erklärt werden.

Da für das Pelton-Laufrad im Hinblick auf die Betriebsparameter natürlich gleiches gilt wie für die Verteilrohrleitung, wird auch hier eine Variation der Betriebsparameter H und Q vorgenommen. In diesem Fall wird neben der Betrachtung verschiedener Durchflüsse, auch die Simulation der Laufradströmung mit verschiedenen Fallhöhen

durchgeführt. Dabei sind die Parameter so gewählt, dass diese zum einen mit den Erkenntnissen aus der Verteilrohrleitungs-Simulation übereinstimmen und zum anderen den auftretenden Pegelschwankungen des Oberwasserspiegels entsprechen. Mit der Berücksichtigung der unterschiedlichen Lastfälle soll gewährleistet werden, dass am Ende eine umfassende Aussage über das Verhalten der Pelton-Turbine möglich ist.

In den letzten Jahren sind eine Vielzahl an Untersuchungen zu diesem Thema durchgeführt worden, auf die in weiterer Folge Bezug genommen wird, z. B. [34, 30, 19]. Im weiteren Verlauf wird die Simulation des Laufrades bzw. der Becherströmung erläutert, wobei die geometrischen Gegebenheiten, das numerische Gitter und dessen Ausprägungen sowie das numerische Simulationssetup vorgestellt werden. Im Zuge dessen wird versucht, den Zusammenhang aus vorliegenden Strömungsphänomenen und dem gewählten Setup herzustellen.

5.1 Geometrie des Laufrades

Die in diesem Abschnitt untersuchte Geometrie des Laufrades entstammt einer realen Anlage, wobei es sich um die gleiche Turbine handelt, die auch bei der Verteilrohrleitung als Vorlage diente. Die Geometrie der Becher bzw. des Laufrades wurde dabei zur Verfügung gestellt. Da für die automatisierte Fertigung zur Zeit der Herstellung der vorliegenden Maschine die Ansprüche an die Qualität der CAD-Geometriemodelle nicht jenen entsprachen, die für die Gittererzeugung in der CFD günstig sind, musste die Geometrie für die weitere Verwendung aufbereitet werden. Entscheidend war dabei, die eigentliche Geometrie nicht zu verändern.

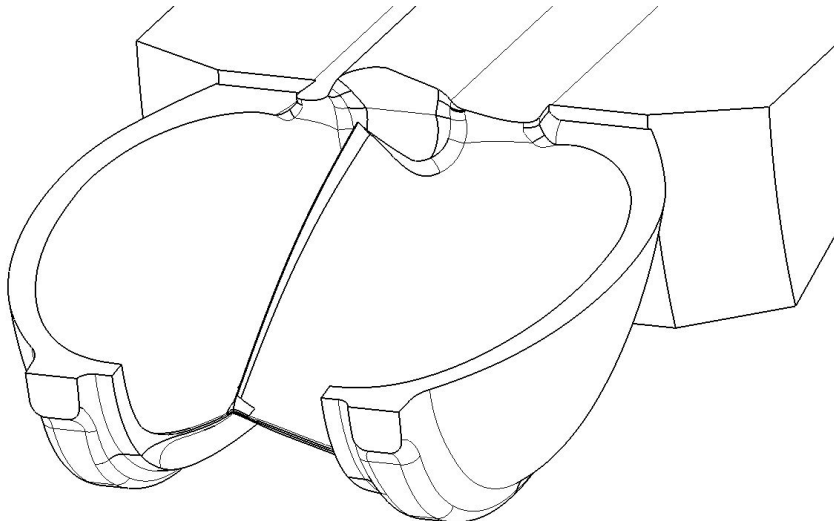


Bild 5.1: 3D-Darstellung eines Bechersegments

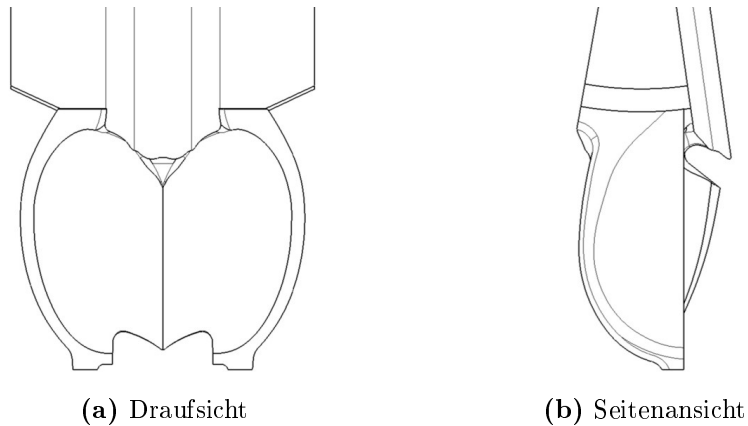


Bild 5.2: Draufsicht und Seitenansicht des Bechersegments

Das betrachtete Laufrad ist aus Segmenten aufgebaut, die jeweils einen Becher mit einer keilförmigen Nabe darstellen. Eines dieser Segmente ist in Abbildung 5.1 und 5.2 dargestellt. Ein derartiges Laufrad-Segment schließt einen Winkel von 18° ein, sodass das gesamte Laufrad mit 20 Bechern aufgebaut ist. Die wichtigsten Abmessungen des Laufrades sind in nachfolgender Tabelle 5.1 angeführt:

Tabelle 5.1: Dimensionen des Laufrades

Dimension	Wert
Anzahl der Becher z_0 [-]	20
Strahlkreisdurchmesser D_1 [mm]	700
Außendurchmesser D_a [mm]	920
Becherlänge L [mm]	169,6
Becherbreite b [mm]	195
Bechertiefe t [mm]	56,3

Bei der Simulation von Pelton-Turbinen wird in der Regel nicht das gesamte Turbinenrad modelliert. Eine Untersuchung des vollständigen Laufrades würde zum einen ein sehr großes numerisches Gitter erfordern und damit sehr lange Berechnungszeiten nach sich ziehen. Zum anderen ist die Aussage, die durch die Simulation des gesamten Laufrades erzielt werden kann, nicht bedeutend größer bzw. besser als jene, die mit einem Teil des Laufrades erzielt werden kann. So wird auch in der vorliegenden Arbeit ausschließlich ein Teil des Laufrades betrachtet, wobei verschiedene geometrische Setups untersucht und gegenübergestellt werden. Diese Varianten umfassen sowohl die Untersuchung des Einflusses der Anzahl an modellierten Bechern, aber auch die Variation der Breite der Laufrad-Domain. Anders als in Abbildung 5.1 dargestellt ist, basieren

die Simulationen in diesem Abschnitt, mit einer Ausnahme, auf der Verwendung von nur einer Becherhälfte. In diesem Zusammenhang wird in weiterer Folge von Halb- bzw. Vollmodell gesprochen. Das Ausnutzen der Symmetrie ist eine gängige Vorgehensweise und wird von zahlreichen Autoren verwendet und als gültige Vereinfachung erachtet, s. z.B. PERRIG [34], NIGUSSIE ET AL. [27], PANAGIOTOPOULOS ET AL. [30] u. a. Der symmetrische Aufbau erlaubt es auch, für die Untersuchung des Vollmodells die Geometrie bzw. das Gitter zu spiegeln. Im Anschluss werden verschiedene, untersuchte Varianten vorgestellt und die Vorgehensweise sowie Schlussfolgerungen erläutert.

5.1.1 Anzahl der Becher

In der Einleitung zu diesem Abschnitt wurde bereits erwähnt, dass nicht das gesamte Laufrad der Turbine Gegenstand der Untersuchung ist. Um einen optimalen Kompromiss aus Ergebnisqualität und Berechnungsaufwand zu finden, wurden Modelle mit einer steigenden Anzahl an Bechern verwendet.

Einen Anhalt für den Beginn liefern dabei Publikationen verschiedener Autoren. Von NIGUSSIE ET AL. [27] und KUMASHIRO ET AL. [19] werden drei Becher für die Simulation modelliert. PERRIG [34] verwendet in seiner umfangreichen Untersuchung sieben Becher und stellt damit ein Drittel des Laufrades dar. In aktuellen Studien werden auch gesamte Laufräder untersucht, s. z.B. ZENG ET AL. [53].

3-Becher-Modell

Das erste geometrische Setup, welches in Zuge der Untersuchung des Turbinenrades verwendet wurde, ist aus drei Bechern aufgebaut, wie in Abbildung 5.3 gezeigt wird.

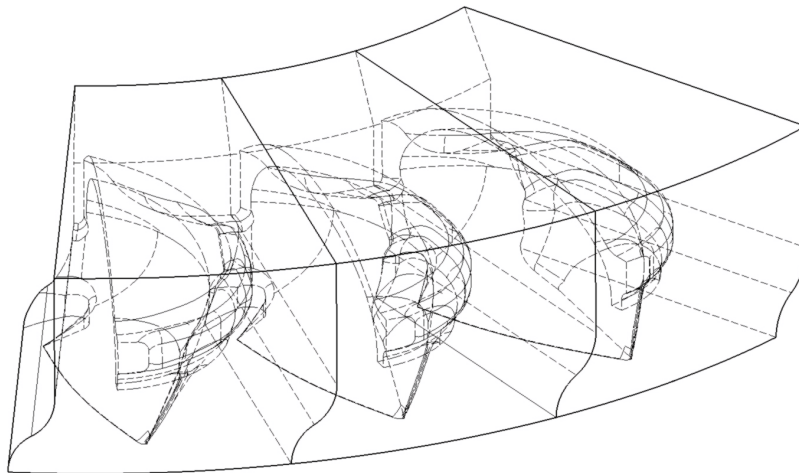


Bild 5.3: Geometriemodell mit drei Bechern

Es ist dabei anzumerken, dass es sich hierbei nicht um die Geometrie des Laufrades handelt. Die in Abbildung 5.3 dargestellte Geometrie zeigt den, das Laufrad umgebenden, Fluidraum. Darüber hinaus ist klar ersichtlich, dass ausschließlich eine Becherhälfte berücksichtigt ist. Das Modell ist dabei aus Blöcken aufgebaut, die jeweils einen Becher bzw. dessen Komplementär darstellen. Dies soll die Möglichkeit bieten, das geometrische Modell aus einer beliebigen Anzahl an derartigen Blöcken aufbauen zu können. In diesem Fall ist die Breite der Fluid-Domain so gewählt, dass diese gleich breit ist wie die Nabe des Laufrades.

Bei der Analyse eines ersten Simulationsergebnisses, basierend auf dieser Geometrie, ist zu erkennen, dass das Ergebnis am Ende noch nicht eingeschwungen ist, wie Abbildung 5.4 zeigt. Dafür können zweierlei Ursachen genannt werden. Zum einen hat es den Anschein, dass die Anzahl der abgebildeten Becher zu gering ist. Zum anderen war der zu kleine Drehwinkel von 54° , der genau den Winkel des Laufradsegmentes darstellt, nicht ausreichend groß. Als Konsequenz daraus wurde in einem nächsten Schritt das Geometriemodell erweitert.

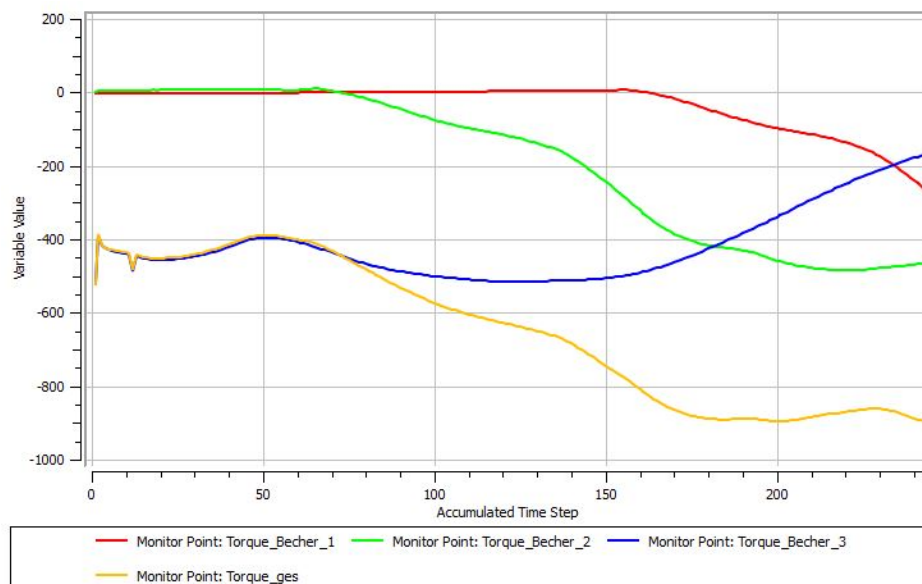


Bild 5.4: Drehmoment Verlauf aus einer Simulation mit 3 Bechern und 54° Rotation

5-Becher-Modell

Aus zuvor beschriebenen Problemen ein eingeschwungenes Ergebnis zu erhalten, welches anhand des – aus der Simulation resultierenden – Drehmomentverlaufs bewertet wurde, wurde das Geometriemodell um zwei Becher erweitert. Damit ergibt das Modell ein Viertel des Laufrades. Anders als zuvor ist bei dieser Variante das Geometriemodell als ein einziger Block aufgebaut. Ursächlich für diese Vorgehensweise waren Probleme

beim Aufbau des Gitters, die sich an den Grenzflächen zwischen den einzelnen Blöcken ergaben. Eine Koppelung unabhängiger Segmente mit Hilfe eines Interfaces wäre ein möglicher Zugang, jedoch geht davon eine potentielle Rückwirkungen auf das Strömungsfeld aus, weshalb hier ein anderer Ansatz verfolgt wird.

Das resultierende Geometriemodell ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

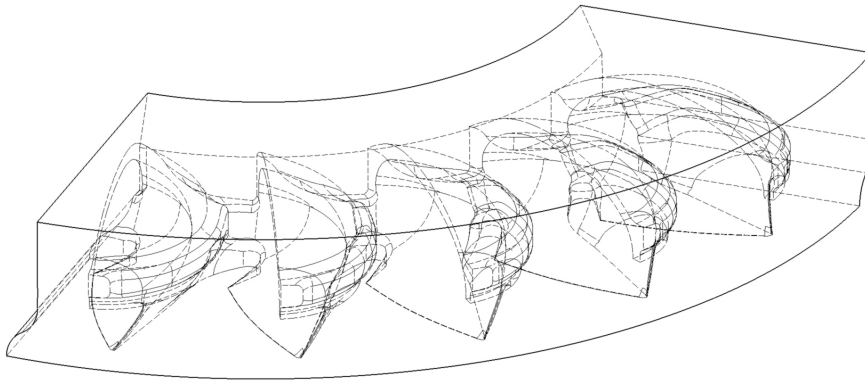


Bild 5.5: Geometriemodell mit 5 Bechern

Die Auswertung erster Simulationsergebnisse haben gezeigt, dass mit einem Modell, das fünf Becher des Laufrades abbildet, ein besseres Ergebnis erreicht werden kann. Auch in diesem Fall wurde die Simulation vorerst mit einer Drehung von nur einem Pitch berechnet, d. h. in diesem Fall eine Viertel-Umdrehung bzw. 90° . Da von einer Simulation mit einer Rotation des Laufrades von mehr als einem Pitch weiteres Verbesserungspotential hinsichtlich des Ergebnisses zu erwarten war, erfolgten weitere Simulationen mit einem gesamten Drehwinkel von zwei Pitches bzw. 180° . Dieses Setup hat sich als gute Basis für die weitere Untersuchung erwiesen, weshalb weitere Setups hierauf aufbauen.

5.1.2 Breite der Laufrad-Domain

Wie im vorhergehenden Abschnitt aufgezeigt wurde, war der erste Modellansatz bezüglich der abgebildeten Becheranzahl nicht ideal. Nachdem ein zufriedenstellendes geometrisches Modell gefunden wurde, stellte sich die Frage, ob ein Einfluss der Breite des modellierten Fluidraums zu erkennen ist. Wie bereits im Abschnitt 4.2 erklärt wurde, kann durch Ein- bzw. Austritts-Randbedingungen eine Beeinflussung des Strömungsgebietes auftreten. Um einen möglichen Einfluss der Randbedingung identifizieren bzw. ausschließen zu können, wurden neben dem Geometriemodell aus vorheriger Betrachtung zwei weitere Modelle aufgebaut, die eine unterschiedliche Breite aufweisen. In einem ersten Schritt wurde die ursprüngliche Geometrie in axialer Richtung von 115 mm auf 155 mm verbreitert. Darüber hinaus wurde ein drittes Geometriemodell mit einer Breite von 200 mm erstellt.

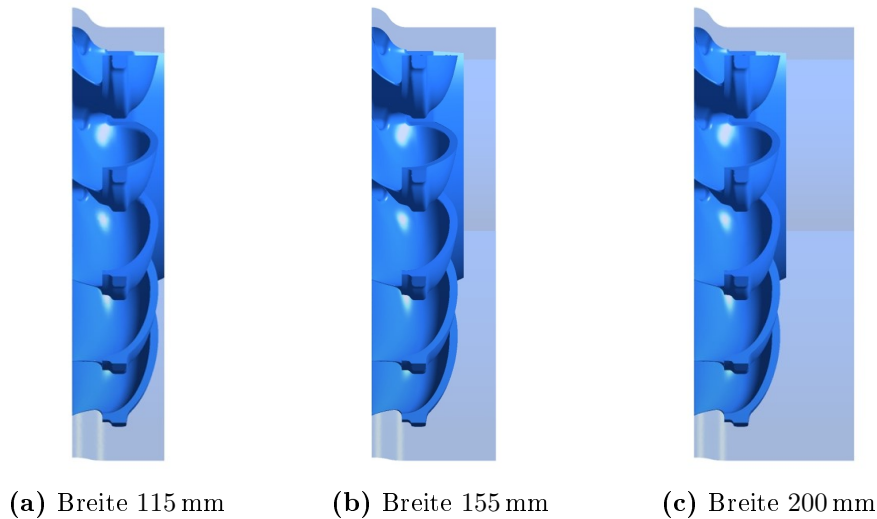


Bild 5.6: Übersicht der Domain-Breite

In Abbildung 5.6 sind verschieden breite Geometriemodelle des Laufradsegments zu sehen. In Bild 5.6b und 5.6c ist die Geometrietopologie aus zwei bzw. drei Blöcken zusammensetzt. Die Aufteilung der Laufrad-Domain in axialer Richtung hat dabei den Hintergrund, unterschiedliche Gittertopologien verwenden und damit die Anzahl an Elementen möglichst gering halten zu können. Bei der breitesten Geometrie ist die Aufteilung so gewählt, dass ein möglichst großer Teil als strukturiert vernetzter Block dargestellt werden kann.

5.2 Geometrie des Gehäuses

Mit der im vorhergehenden Abschnitt erklärten und dargestellten Laufrad-Domain kann noch keine Simulation durchgeführt werden. Dafür ist noch eine weitere Domain notwendig. Während das Laufrad in der Simulation um seine Achse rotiert, benötigt man eine stationäre Komponente, die jene Komponente repräsentiert, in dem sich das Inlet befindet und der Strahl ausbildet. Hier wird diese Domain als Gehäuse bezeichnet, allerdings handelt es sich dabei nicht um eine Abbildung des Gehäuses der realen Turbine. Dieses wird in dieser Untersuchung außer Acht gelassen, wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel erklärt wurde. Dennoch ist diese Komponente so aufgebaut, sodass sich geometrische Verhältnisse wie bei der realen Turbine ergeben. Das bezieht sich allerdings nur auf die Anordnung des Inlets, von dem ausgehend, sich der Strahl ausbildet. Das ist insofern wichtig, damit im Sinne der Strahlausbreitung eine möglichst reale Situation abgebildet wird, auch wenn der Stahl an sich stark vereinfacht ist, wie später gezeigt wird. Abgesehen davon, dass für jede der im vorherigen

Abschnitt gezeigten Laufrad-Domains, auf Grund der unterschiedlichen Breite, separate Gehäuse-Geometrien erstellt wurden, werden im Anschluss zwei unterschiedlich ausgeprägte Geometrien betrachtet. Eine der beiden Topologien repräsentiert einen vereinfachten Fall. Die zweite Gehäuse Variante ist dahingehend modifiziert, dass auch ein Modell mit der realen Düse betrachtet werden kann.

Gehäuse mit idealisierter Düse

Diese Variante des Gehäuses stellt im Vergleich zur Realität einen stark vereinfachten Fall dar. Hier wird, wie auch in einigen Veröffentlichungen gezeigt wird (s. beispielsweise NIGUSSIE ET AL. [27], PERRIG [34]), auf eine Berücksichtigung der realen Düsengeometrie vollständig verzichtet. Die Düse wird durch ein kreisförmiges Inlet dargestellt, dem eine konstante Geschwindigkeit aufgeprägt wird.

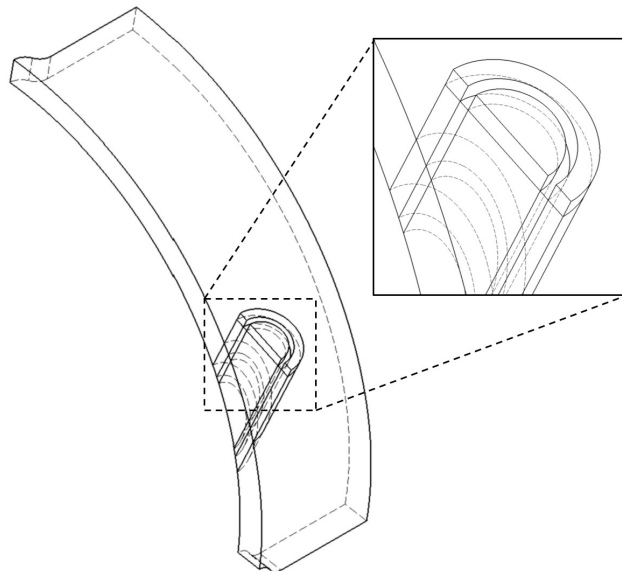


Bild 5.7: Gehäuse mit idealisierter Düse

In Abbildung 5.7 ist die Geometrie des idealisierten Gehäuses mit vereinfachter Düse dargestellt. Analog zu den Modellen der Laufräder handelt es sich hier auch nur um eine Hälfte der symmetrischen Topologie. Wie man in der Abbildung erkennen kann, besteht das Gehäuse lediglich aus einer, hier als Mantel bezeichneten, Komponente. Diese stellt das Gegenstück zur Laufrad-Domain dar und besteht aus einem halb-zylindrischen Teil, welches den Stahlraum mit der idealisierten Düse beinhaltet. Das Detail in der zeigt in der Mitte eine Halbkreisfläche, die das Inlet bzw. die Düse darstellt. Um diesen Halbkreis befindet sich eine Nut, welche die Wand der Düse verkörpert. Die Geometrieaufteilung des Halb-Zylinders ist in einen Kern und zwei,

diesen umgebenden, Ringe aufgeteilt. Die Aufteilung hat nur den Zweck, die Erstellung des Gitters zu vereinfachen bzw. einen günstigeren Gitteraufbau zu ermöglichen. An der radial innen liegenden Fläche des Mantels wird später das Interface zwischen rotierendem Laufrad und der stationären Gehäuse-Domain definiert.

Eine Eigenheit dieser Herangehensweise ist, dass der Durchfluss, der sich infolge des anliegenden Druckes einstellt, ausschließlich von Querschnitt des Inlets abhängt. Da hier keine Düse im eigentlichen Sinn vorliegt, ist es notwendig diesen Querschnitt anzupassen, um die richtigen Durchflüsse zu erreichen. Als Ausgangsbasis dafür dienten die Resultate aus der Simulation der Verteilrohrleitung. Dabei wurde aus dem gegebenen Durchfluss und der Strahlgeschwindigkeit ein entsprechender Querschnitt berechnet.

Um die Durchflüsse der Düsen bei den Öffnungszuständen von 50 %, 72 % und 100 % abbilden zu können, wurden für die Laufrad-Simulation drei unterschiedliche Inlet-Querschnitte ermittelt. Die Änderungen des Durchmessers des Inlets ist dabei äußerst gering und führt zu keiner wesentlichen Änderung der Geometrie-Topologie des Gehäuses. Auch im Zuge der Gitter Erstellung führt dies zu keinen Änderungen in der Vorgehensweise.

Gehäuse für reale Düse

Die zweite Gehäuse Variante ist sehr ähnlich aufgebaut wie jene Variante mit der idealisierten Form der Düse. Der Unterschied besteht lediglich im Bereich des Einlasses in das Gehäuse, das in diesem Fall ein Interface repräsentiert (in Bild 5.8 grau eingefärbt).

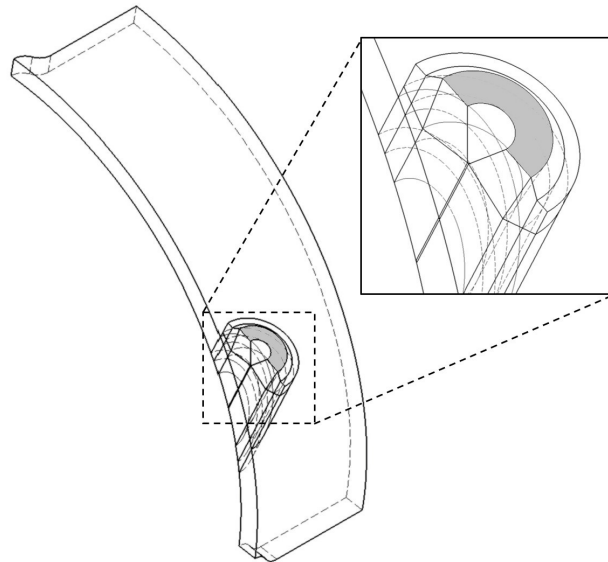


Bild 5.8: Gehäuse für die reale Düse

Der Bereich ist so ausgestaltet, dass in weiterer Folge die Düse, welche aus der Untersuchung des Verteilrohres stammt, nahtlos angefügt werden kann. Die Aufteilung des Strahlraumes ist bei dieser Variante ähnlich ausgeführt wie beim Geometriemodell der Verteilrohrleitung bzw. des dazugehörigen Strahlkörpers. Die kegelförmige Ausnehmung in der Mitte ist als Fortführung der Düsennadelspitze zu betrachten. An die Stirnfläche schließt die Düse an und wird später als Interface definiert. Auch bei der hier gezeigten Variante resultiert die Geometrieaufteilung, wie sie in Abbildung 5.8 zu erkennen ist, ausschließlich um den Aufbau des Gitters zu verbessern.

Nachfolgend soll das Gehäuse mit der Laufrad-Komponente in einer Baugruppe dargestellt werden, wobei in Bild 5.9a die ideale Anordnung gezeigt wird und in Bild 5.9b die Anordnung mit einem Teil der realen Düse.

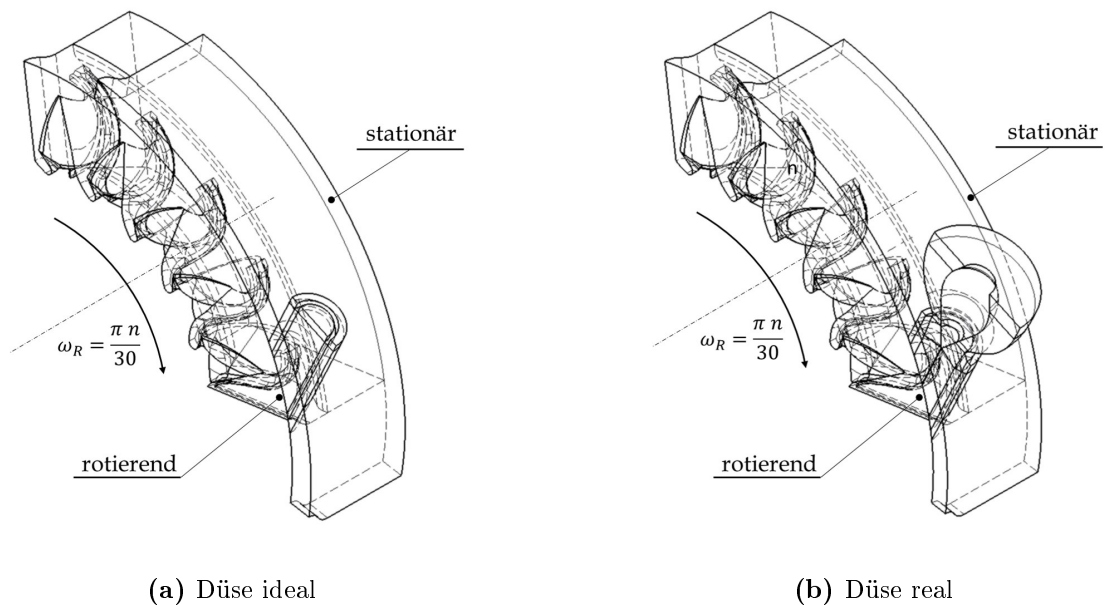


Bild 5.9: Laufrad mit Gehäuse

Die in Abbildung 5.9 dargestellte Anordnung von Laufrad- und Gehäuse-Domain entspricht der Startposition zum Zeitpunkt $\tau = 0$ s. Mit fortlaufender Dauer der Simulation rotiert das innen liegende Laufrad nach unten, wobei die Position des Gehäuses im Raum konstant bleibt.

5.3 Numerisches Gitter

Das numerische Gitter für die Untersuchung des Laufrades weist eine weniger komplexe Geometrieaufteilung auf, als es bei der Düse der VRL der Fall ist. In diesem werden – wie auch schon bei der Geometrie – die beiden Komponenten separat behandelt.

Laufrad

Die Laufrad-Domain ist zu einem wesentlichen Teil aus einem unstrukturierten Gitter aufgebaut. Im Falle des in Bild 5.6a dargestellten Setups mit der geringsten Breite, ist die gesamte Topologie unstrukturiert vernetzt. Für die beiden breiteren Geometrien setzt sich das Gitter aus einem unstrukturierten Teil, der die Becherkontur abbildet, und strukturierten Segmenten zusammen, die in axialer Richtung daran anschließen.

Die Verwendung von unstrukturierten Netzen ist hier kaum zu vermeiden, da die Bechergeometrie äußerst komplex ist und keine regelmäßigen Strukturen aufweist. Es sind dabei größere aber auch sehr klein strukturierte Geometrielemente, wie beispielsweise an der Hauptschneide oder dem Ausschnitt, abzubilden.

Betrachtet man den Becher und dessen Interaktion mit dem Strahl, so existieren an der Becheroberfläche Bereiche, die für die Strahl-Becher-Interaktion wichtiger sind als andere. So sind die oben genannten Elemente Haupt- und Nebenschneide jene, die als erstes und direkt vom Strahl beaufschlagt werden und diesen unmittelbar ablenken. Demnach treten an diesen Stellen die größten Relativgeschwindigkeiten auf, wie auch die größten Gradienten. Demzufolge ist in diesem Bereich die Geometrie sehr fein aufzulösen und eine entsprechend feine Randschicht auszubilden. Andere Oberflächen wie z. B. an der Becherunterseite müssen nicht so genau diskretisiert werden.

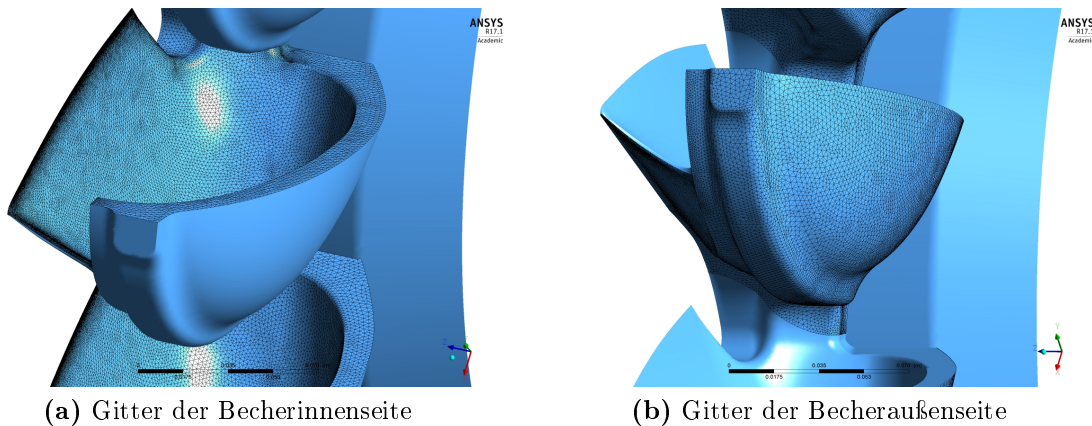


Bild 5.10: Detailansicht des Gitters am Laufrad

In Abbildung 5.10 ist das Gitter an der Becheroberfläche dargestellt. Das linke Bild 5.10a zeigt das Gitter an der Becherinnenseite, wobei gut zu erkennen ist, dass an der Haupt- und Nebenschneide die Zellen deutlich kleiner sind, als an der abfallenden Flanke der Hauptschneide oder am Bechergrund. Das ermöglicht auch eine exakte Abbildung der kleinstrukturierten Geometrielemente. Die Größenordnung der Gitterelemente und die Anzahl der verwendeten Prismen-Schichten im Wandbereich sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Bei Betrachtung des Gitters an der Becheraußenseite in Abbildung 5.10b fällt auf, dass das Gitter etwas gröber strukturiert ist als an der Innenseite. Wobei auch hier ge-

wisse Bereiche feiner aufgelöst sind als andere. So ist die Freifläche, die an der Becherunterseite vom Becherausschnitt Richtung Becherwurzel verläuft, mit kleineren Elementen abgebildet. Damit soll eine mögliche Beaufschlagung bzw. Benetzung dieser Fläche mit Wasser in der Simulation genauer erfasst werden können. Gleiches ist in geringerem Maße auch an der Außenfläche realisiert, womit eine Interaktion zwischen Becher und Wasser, das aus voreilenden Bechern austritt, genauer abgebildet werden kann.

Tabelle 5.2: Größenordnung der Gitter-Gitterelemente

Anwendungsbereich	Gitter Basis	Gitter Fein	Gitter Ultra
Schneidenkante [mm]	0,075	0,05	0,05
Haupt- und Nebeschneide [mm]	1,00	1,00	0,75
Becherinnenfläche [mm]	–	1,50	1
Globale „Min Size“ [mm]	1,00	0,75	0,50
Globale „Max Face Size“ [mm]	4,00	2,50	1,50
Globale „Max Tet Size“ [mm]	4,50	3,00	2,00
Inflation Layers [-]	12	12	12

Die hier beschriebenen Überlegungen zum Aufbau des Gitters sind auf alle im Abschnitt 5.1 dargestellten Geometrievarianten angewandt.

Abbildung 5.11 zeigt eine Gegenüberstellung der unterschiedlichen feinen Meshes.

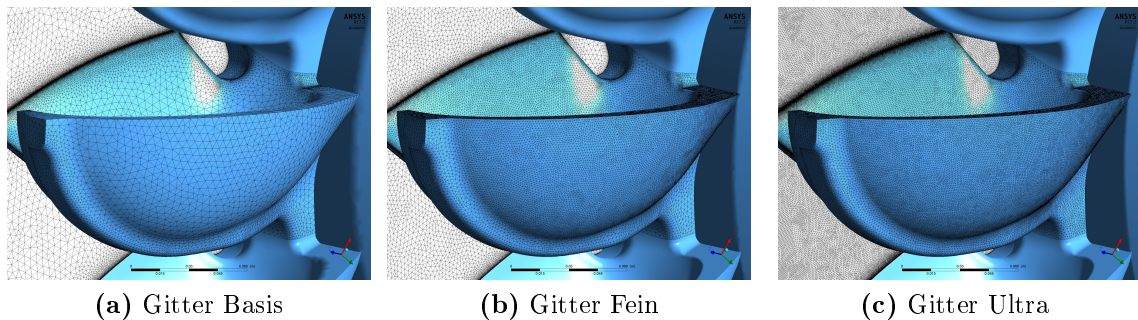


Bild 5.11: Übersicht unterschiedlicher Gitterqualitäten

Eine wesentliche Komponente bei der numerischen Strömungssimulation ist die Evaluierung der Gitterabhängigkeit des Simulationsergebnisses. Um dies durchzuführen, werden in der Regel Gitter von zunehmend genauer, räumlicher Diskretisierung erstellt. Bei dieser Untersuchung wurden drei verschiedene Gitter aufgebaut, wobei die Anzahl der Gitterknoten bzw. der Gitterzellen in etwa verdoppelt wurde. Der Vergleich

basiert natürlich auf einer einheitlichen Geometrie. Hier wurde die Laufrad-Domain mit der geringsten Breite von 115 mm verwendet.

In der folgenden Tabelle 5.3 sind die Anzahl der verwendeten Gitterelemente der jeweiligen Gitter-Topologien zusammengefasst.

Tabelle 5.3: Gitterstatistik der Gitter-Studie

Kenngroße	Gitter Basis	Gitter Fein	Gitter Ultra
Anzahl an Knoten	2.955.666	5.426.094	11.408.018
Anzahl an Elementen	8.828.733	16.417.588	41.068.742
Tetraeder	4.903.543	9.152.886	29.627.944
Prismen	3923.113	7.262.224	11.919.019
Hexaeder	—	—	520.000
Pyramiden	2.077	2.478	1.779

Ein weiterer Vergleich von verschiedenen Gittern für die Laufrad-Topologie wurde – wie vorgreifend bereits dargestellt – für die unterschiedlich breiten Geometrien angestellt. Mit dieser Untersuchung sollte evaluiert werden, ob von der Topologie eine Auswirkung auf das erzielbare Drehmoment ausgeht und vor allem auch, ob das Ausströmen des Wassers aus dem Becher beeinflusst wird. Das Drehmoment wird als geeignete Bezugsgröße für einen Vergleich unterschiedlicher Topologien und Gitter erachtet, da dieses ausschließlich von der Geometrie abhängen sollte, wenn die Randbedingungen wie H und Q konstant bleiben. Für diese Bewertung wurden die drei unterschiedlichen Geometrien mit dem Setup der mittleren Gitter Qualität („Fein“) vernetzt. In Bild 5.12 ist die Gitterstruktur der unterschiedlich breiten Laufrad-Domains dargestellt.

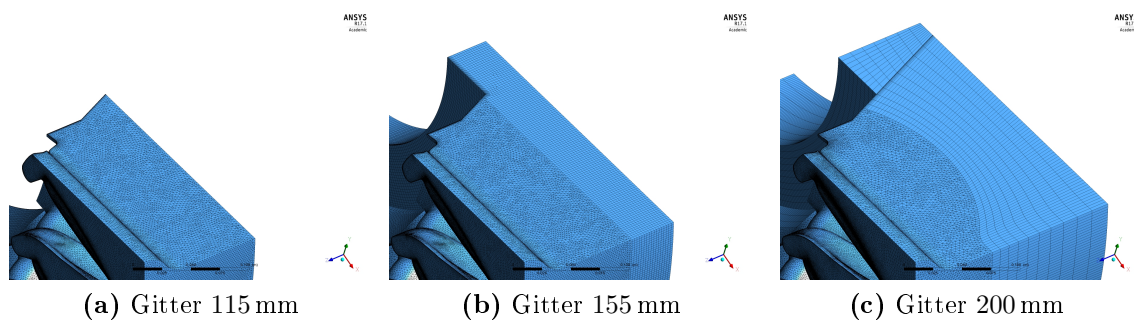


Bild 5.12: Gitterstruktur bei unterschiedlichen Domain-Breiten

Tabelle 5.4 gibt die Gitterstatistik der verglichenen Gitter wieder.

Bei einem genaueren Vergleich der in Tabelle 5.4 angeführten Werte ist eines auffällig. Vergleicht man die Gesamtanzahl der der Gitterknoten, so zeigt sich, dass das

Tabelle 5.4: Gitterstatistik unterschiedlicher Laufrad-Domains

Kenngröße	Breite 115 mm	Breite 155 mm	Breite 200 mm
Anzahl an Knoten	5.426.094	5.837.213	5.394.483
Anzahl an Elementen	16.417.588	17.092.383	21.402.873
Tetraeder	9.152.886	9.034.353	16.947.802
Prismen	7.262.224	7.994.714	4.245.216
Hexaeder	–	520.000	58.860
Pyramiden	2.478	4.456	18.055

breiteste Gitter geringfügig weniger Knoten aufweist als jenes der schmalsten Domain. Die Laufraddomain mit der Breite 155 mm weist die höchste Anzahl an Knoten auf, wobei die Anzahl der Zellen mit der Breite zunimmt. Dies veranschaulicht sehr gut, wie mit einem strukturierten Gitter trotz geringer Anzahl an Knoten ein qualitativ hochwertiges Gitter aufgebaut werden kann. Der unterschiedliche Aufbau der Domains ist in Abschnitt 5.1 erklärt und dargestellt.

Gehäuse

Das numerische Gitter des Gehäuses ist, verglichen zu jenem der Becher Domain vergleichsweise einfach aufgebaut. Sowohl der Mantel als auch der Strahlraum sind mit strukturierten Gitterblöcken aufgebaut. Es wird darauf geachtet, dass jener Bereich, in dem sich die Strahloberfläche ausbildet, eine genaue Diskretisierung in Richtung der größten Gradienten der Volume Fraction erreichen wird. Dafür ist das Gitter im Bereich der zu erwartenden Phasengrenze in radialer Richtung verdichtet.

Beim Gitter der Gehäuse-Topologie für die Verwendung der realen Düse erfolgt der Aufbau des Gitters, analog zu jenem des Strahlkörpers der VRL-Untersuchung.

Nachfolgende Tabelle 5.5 gibt eine Zusammenfassung der Gitterstatistik der verschiedenen Gehäusevarianten wieder, wobei die Gegenüberstellung auf dem Gehäuse mit 200 mm Breite und dem Gitter „Fein“ basiert. Die Relationen die hierbei auftreten, können auf Gehäuse mit kleinerer Breite übertragen werden.

5.4 Gitter- und Topologie-Vergleich

Nachdem in diesem Abschnitt eine Reihe an unterschiedlichen Gittervarianten und Geometrie-Topologien aufgezeigt und gegenübergestellt sind, werden diese auch anhand von Simulationsergebnissen verglichen und bewertet. Dazu soll nachfolgend das erzielte Drehmoment und der normierte Wirkungsgrad gegenübergestellt werden. Eine detaillierte Auswertung der unterschiedlichen Gitter bzw. Topologien erfolgt später im

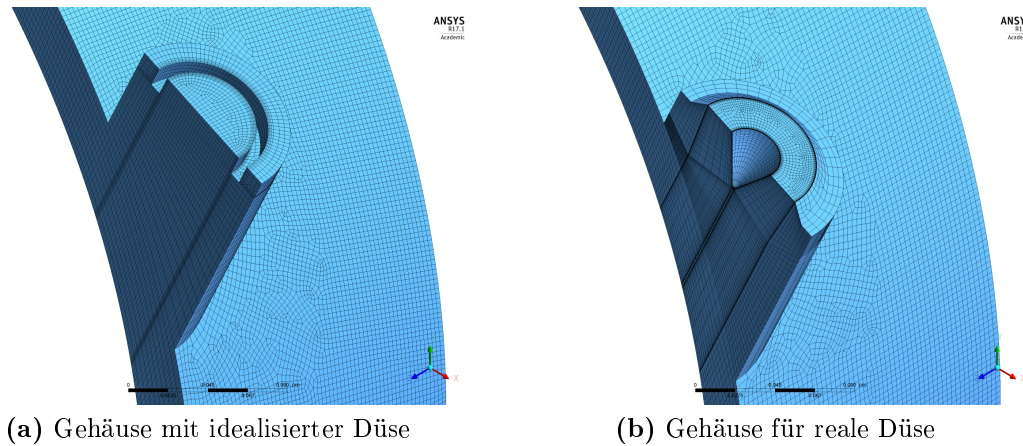


Bild 5.13: Gittertopologien der Gehäuse-Varianten

Tabelle 5.5: Gitterstatistik unterschiedlicher Gehäuse-Domains

Kenngröße	Gehäuse für Düse idealisiert	Gehäuse für Düse real
Anzahl an Knoten	226.999	329.310
Anzahl an Elementen	203.952	303.502
Tetraeder	—	—
Prismen	802	8.94
Hexaeder	203.150	302.608
Pyramiden	—	73.072

Rahmen der Datenauswertung. Durch den vorgezogenen Einblick in die Ergebnisse soll das weitere Vorgehen untermauert und nachvollziehbar werden. Alle hier betrachteten Fälle wurden mit der idealisierten Düse und mit einheitlichen Randbedingungen berechnet.

5.4.1 Gitterstudie

An dieser Stelle sollen die drei verschiedenen Gitter aus Abschnitt 5.3 anhand des in der Simulation erreichten Drehmoments verglichen werden.

Da die Simulationen im Zuge der Gitterstudie mit dem Halbmodell und mit lediglich fünf Bechern erfolgte, entspricht das Drehmoment nur einem Achtel dessen, was mit dem gesamten Laufrad erreicht werden würde. Deshalb wird das Drehmoment entsprechend aufgewertet, um ein Bezug zur realen Anlage herzustellen.

Für die Bewertung der numerischen Gitter wird nicht der gesamte Drehmomentver-

lauf berücksichtigt, sondern nur die zweite Hälfte der Simulation, um ausschließlich den eingeschwungenen Teil des Verlaufes zu bewerten. D. h., es werden nur die letzten 450 von 900 Zeitschritten bzw. die letzten 90° der gesamt 180° herangezogen, um das Drehmoment zu mitteln. Die Mittelung des Drehmomentes erfolgt demnach nach folgender Beziehung in Gleichung 5.1.

$$\bar{M} = \frac{1}{450} \sum_{\text{TS}=451}^{900} M_{(\text{TS})} \quad (5.1)$$

Gleiches gilt für den normierten Wirkungsgrad, bei dem die gemittelte Leistung aus dem Simulationsergebnis auf die theoretische Leistung des Fluides P_{fluid} nach Formel 2.23 bezogen wird. Auf eine absolute Darstellung des Wirkungsgrades soll hier bewusst verzichtet werden, da ein Vergleich absoluter Zahlenwerte dazu verleitet, die Simulationsdaten mit Messdaten der realen Maschine zu vergleichen. Auf Grund der umfassenden Annahmen und Vereinfachungen, die in Abschnitt 5.5 erklärt sind, wird dieser Vergleich als nicht sinnvoll erachtet. Der Wirkungsgrad wird deshalb normiert dargestellt, wobei als Bezugsbasis das Ergebnis des Gitters „Fein“ herangezogen wird. Die absolute Differenz zwischen den Gittern wird mit $\Delta\bar{M}$ angegeben, wobei die Differenz jeweils aus dem „Fein“ und „Basis“ bzw. aus „Ultra“ und „Fein“ gebildet wird.

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der Gitterstudie

Größe		Basis	Fein	Ultra
\bar{M}	[Nm]	-7684	-8089,6	-8170,4
$\Delta\bar{M}$	[Nm]	-	-405,6	-80,8
η_{norm}	[-]	0.95	1	1,01

Die in Tabelle 5.9 dargestellten Daten zeigen ein zu erwartendes Ergebnis. Mit zunehmender Gitterqualität in Bezug auf die räumliche Diskretisierung nimmt das Drehmoment bzw. der Wirkungsgrad zu. Es ist auch zu erkennen, dass die Diskrepanz abnimmt und das Ergebnis mit dem Gitter „Fein“ beinahe gleich ausfällt wie mit dem feinsten Gitter. In Anbetracht des Berechnungsaufwandes, der mit der zunehmenden Größe des Gitters naturgemäß zunimmt und sich in diesem Fall die Rechenzeit jeweils verdoppelt, stellt das mittlere Gitter den besten Kompromiss aus Ergebnisqualität und Berechnungsaufwand dar. Aus diesem Grund wird der Wirkungsgrad, wie weiter oben beschrieben, normiert.

5.4.2 Topologie-Vergleich

Gleich wie im vorhergehenden Abschnitt werden, die auf den verschieden breiten Laufrad-Geometrien basierenden, Ergebnisse verglichen. Auch hier wird die Bewertung

anhand des Drehmoments und des normierten Wirkungsgrades durchgeführt, wobei hier die breiteste Domain die Basis für die Normierung darstellt. Die Mittelung der Ergebnisse erfolgt wie in Abschnitt 5.4.1 und durch Gleichung 5.1 beschrieben. Auf Grund des Resultats aus der Gitterstudie basiert folgender Vergleich auf dem Gitter „Fein“.

Tabelle 5.7: Zusammenfassung des Topologie-Vergleichs

Größe		115 mm	155 mm	200 mm
\bar{M}	[Nm]	-8089,6	-8071,2	-8293,6
$\Delta\bar{M}$	[Nm]	-	18,4	-222,4
η_{norm}	[-]	0,98	0,97	1

Es zeigt sich dabei ein auffälliges Verhalten. Die Ergebnisse der ersten beiden Topologien zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Es ist sogar so, dass bei diesem Vergleich die breitere Domain etwas schlechter abschneidet. Das Drehmoment aus der Berechnung mit der breitesten Domain deutet auf einen Einfluss der Domain-Breite auf das Ergebnis hin. Basierend auf dieser Analyse und auch auf Grund des Ausströmverhaltens aus den Bechern wird die breiteste Ausführung der Laufrad-Domain als Standard für die weiteren Berechnungen verwendet. Das Strömungsverhalten wird später im Zuge der Datenauswertung genauer betrachtet.

5.5 Simulations-Setup

Wie bereits in Abschnitt 4 soll auch hier das Simultions-Setup aufgezeigt werden und Hintergründe dazu erklärt werden.

Betriebsparameter

Da hier eine Pelton-Anlage simuliert und untersucht werden soll, treten im Fall der Laufrad-Simulation die gleichen Betriebsparameter auf, wie diese bei der Untersuchung der VRL zur Anwendung kamen. Es werden auch hier nur sehr wenige Größen vorgegeben. Um welche Größen es sich dabei handelt und warum diese berücksichtigt werden, wird nachfolgend beschrieben.

Die Fallhöhe H ist auch hier die maßgebliche Einflussgröße für die Simulationen. Als Basis für H wird ein Wert von 108 m berücksichtigt. Allerdings wird neben dieser Fallhöhe auch ein darüber und ein darunter liegender Wert als Eingangsgröße verwendet. Wie bereits in der Einleitung dieses Abschnitts erklärt wurde, unterliegt der Oberwasserspiegel der betrachteten Anlage gewissen Schwankungen. 108 m stellt dabei einen

guten Mittelwert dar. Aus diesem Grund wird, von diesem ausgehend, eine Schwankung von 10 % berücksichtigt. Damit ergibt sich eine minimale Fallhöhe von 97,2 m und ein Maximalwert von 118,8 m.

Eine Besonderheit stellt die Idealisierung der Düse dar, da damit auch implizit der Durchfluss vorgegeben wird. Deshalb wird für unterschiedliche Durchflüsse die Geometrie des Inlets entsprechend angepasst, wie in Abschnitt 5.2 dargelegt ist.

Eine weitere wesentliche Vorgabe-Größe ist die Drehzahl, mit der die Maschine arbeitet. Diese steht in engem Zusammenhang mit der Geometrie des Laufrades und wurde naturgemäß von der realen Pelton-Anlage übernommen. Dabei ist die Drehzahl mit einem Wert von $n = 600 \text{ min}^{-1}$, bzw. durch die entsprechende Kreisfrequenz ω_R gegeben.

Randbedingungen und Initialisierung

Auch für diese Simulation sind Randbedingungen erforderlich, um das numerische Modell vollständig zu beschreiben. In diesem Fall sind Randbedingungen für das Inlet, die Wände des Laufrades und die äußeren Begrenzungsflächen notwendig. Ein definiertes Outlet ist in diesem Modell nicht gegeben. In nachfolgender Abbildung 5.14 ist das gesamte geometrische Modell abgebildet, bestehend aus dem rotierenden Laufrad und dem stationären Gehäuse.

Dabei stellen alle blauen Flächen eine „Wall“ Randbedingung dar, die grünen Flächen sind als „Opening“ definiert, die magentafarbenen Flächen repräsentieren Interfaces und die braun erscheinenden Flächen stellen eine sog. „Free Slip Wall“ dar. Die kleine rote Fläche ist als Inlet definiert.

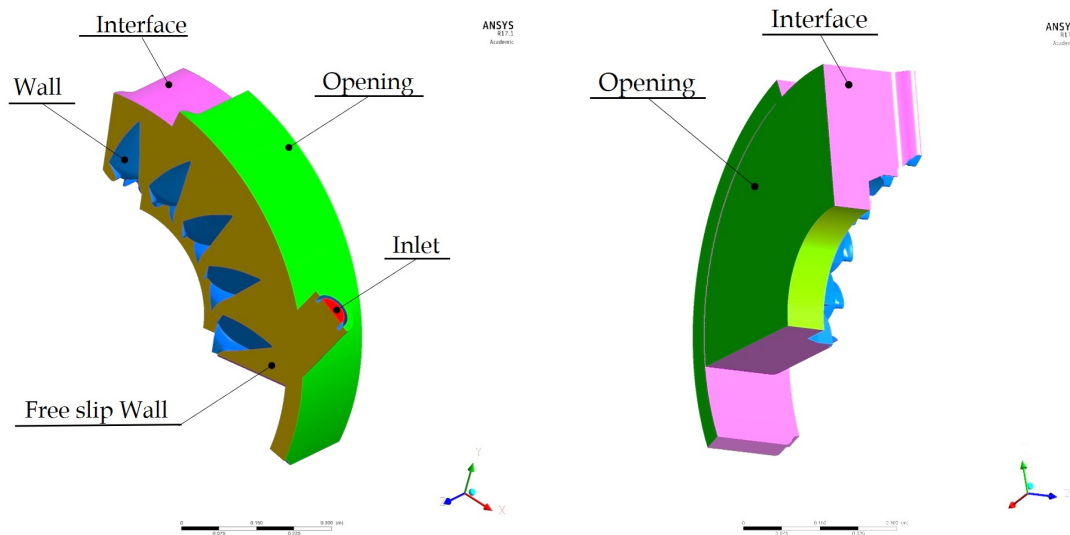


Bild 5.14: Randbedingungen des Laufrad-Modells

Das Inlet ist, wie auch bei der Verteilrohrleitung, durch einen Totaldruck definiert. Dieser ist ausschließlich von der Fallhöhe abhängig und wird durch Gleichung 4.1 ermittelt. Vom Inlet ausgehend bildet sich der Strahl aus der in weiterer Folge das Laufrad beaufschlagt. Man spricht in diesem Zusammenhang deshalb von einer idealisierten Düse, da die Randbedingung wie die Aufprägung eines konstanten Geschwindigkeitsfeldes wirkt. Damit wird der Einfluss der realen Düse vollständig außer Acht gelassen, welcher durch das Geschwindigkeitsprofil der Strömung und mögliche Sekundärströmungen geprägt wird. Für den Fall in dem ein Teil der realen Düse mitberücksichtigt wird, ist das Inlet naturgemäß auf der Stirnfläche des Düsensegmentes (s. Abbildung 5.9b).

Die in der Symmetrieebene definierte Free Slip Wall entspricht einer Wand an der keine Reibung auftritt und deshalb die Haftbedingung nicht erfüllt ist. Die Modellierung der Symmetrieebene in dieser Form stellt einen Kompromiss dar, der dem Geometriemodell der Becher geschuldet ist. Im Zuge der Simulationen hat sich gezeigt, dass die Symmetrieebene nicht völlig plan ist, wobei die Geometrie-Toleranzen der Symmetrie-Randbedingung überschritten werden. Die Abweichungen sind vermutlich dem Meshing-Prozess geschuldet. Günstiger wäre eine Symmetrierandbedingung, die für das Fluid durchlässig ist und damit beispielsweise die Ausbildung von Sekundärströmungen im Strahl – über die Mittelebene hinweg – zulässt.

Die Openings an der radialen und axialen Begrenzungsfläche, sowie an den Randflächen des Strahlkörpers sind durch einen Relativdruck von 0 Pa gegenüber dem Umgebungsdruck von 1013,25 mbar definiert. Darüber hinaus ist die Ein- bzw. Ausströmrichtung mit 90° zur Begrenzungsfläche vorgegeben.

Alle Wandflächen sind als sog. „No Slip Wall“ definiert. Es handelt sich demnach um reibungsbehaftete, glatte Wände, an denen jedoch keine explizite Definition von Oberflächenrauheit vorliegt.

Die Interfaces stellen besondere Randbedingungen dar. In diesem Modell werden zwei unterschiedliche Typen von Interfaces verwendet. Wobei an der radialen Kontaktfläche zwischen Rotor und Stator ein sog. „Transient Rotor-Stator-Interface“ definiert ist. Mit dieser Einstellung wird die transiente Interaktion zwischen stationärer und rotierender Domain vollständig abgebildet und berücksichtigt alle Relativbewegungen, die zwischen den Domains auftreten [3].

An den Stirnflächen von Gehäuse und Rotor in Umfangsrichtung kommt ein Interface des Typs „Rotational Periodicity“ zum Einsatz. Dadurch wird die Domain, sei es die stationäre oder die rotierende, in Umfangsrichtung periodisch fortgesetzt. Diese erlaubt die Simulation mit nur einem Umfangssegment, anstelle des vollständigen 360° Modells.

Um das Berechnungsgebiet für die transiente Berechnung mit geeigneten Werten zu initialisieren, wurde eine aus einer stationären Berechnung stammende Lösung als Initialisierungslösung verwendet. Damit war zu Beginn der Berechnung der Strahl bereits ausgeformt und der erste Becher teilweise beaufschlagt. Ohne dieses Vorgehen, würde sich die Simulationsdauer deutlich erhöhen, um ein eingeschwungenes Resultat zu erhalten.

Modellannahmen

Einige der Modellannahmen im Zuge dieser Untersuchung, wurden bereits in vorangegangenen Abschnitten behandelt. So ist etwa die Ausnützung der Symmetrie des Laufrades, die Verwendung von nur einem Laufradsegment und die Vernachlässigung des Gehäuseeinflusses als eine Vereinfachung anzusehen. Die idealisierte Betrachtung der Düse stellt eine wesentliche Modell-Vereinfachung dar.

Gleich wie bei der Simulation der VRL wird auch hier auf die Berücksichtigung des Schwerkrafteinflusses und die Oberflächenspannung verzichtet. ZENG ET AL. [53] beschreibt dieses Vorgehen als zulässig, da durch die hohe Geschwindigkeit des Strahls die Weber-Zahl We und die Froude-Zahl Fr von der Trägheitskomponente dominiert werden und deshalb nur geringen Einfluss ausüben. Dabei stellt die Froude-Zahl den Zusammenhang zwischen der Trägheitskraft und der Schwerkraft dar und ist vor allem bei Strömungen mit freier Oberfläche maßgeblich. Die Weber-Zahl beschreibt das Verhältnis aus Trägheitskräften und Oberflächenkräften, die durch die Oberflächenspannung geprägt sind [25].

Die Strömung wird auch in diesem Fall als isotherm betrachtet, womit die Viskosität als konstant angesehen werden kann. Damit sind Impulsgleichung und die Energiegleichung voneinander entkoppelt. Die Berücksichtigung der Energiegleichung kann damit entfallen.

Diskretisierungs-Schemata

Die Verfahren zur Diskretisierung der zu Grunde liegenden Gleichungen in räumlichen Koordinaten und in der Zeit haben einen bedeutenden Einfluss auf die Stabilität und die Genauigkeit der Simulation (s. dazu auch in Abschnitt 3.2.2 und 4.3).

Bei der Untersuchung des Laufrades wurde – wie auch bei der Verteilrohrleitung – die „High Resolution“ Einstellung für die räumliche Diskretisierung der NVS-Gleichungen gewählt. Dabei wird das UDS-Verfahren erster Ordnung und das CDS-Verfahren zweiter Ordnung mit Hilfe eines Gradienten abhängigen Gewichtungsfaktors überlagert. Wie in Abschnitt 4.3 detailliert dargestellt ist, kommt bei hohen Gradienten das UDS-Verfahren zum Einsatz, da dieses auf Grund von numerischer Dissipation dämpfend wirkt. Der Gewichtungsfaktor kann im Falle unzureichender numerischer Stabilität durch Relaxationsfaktoren gedämpft bzw. zur Konvergenzbeschleunigung auch vergrößert werden.

Da im Zuge der Simulationen des Laufrades immer wieder Stabilitätsprobleme auftraten, wurden Relaxationsfaktoren für den Gewichtungsfaktor und die Gradienten der konvektiven Flüsse sukzessive verringert. Der Standardwert für diese Korrektur von 0,3 wurde erst auf 0,1 und in einem weiteren Schritt auf 0,075 gesetzt. Dadurch wird zum einen die Berechnung stabiler, jedoch geht damit auch eine Verlangsamung der Konvergenz einher.

Die Zeitdiskretisierung erfolgt mit dem „Second Order Backward Euler“ Verfahren

(s. auch im Abschnitt 3.2.2). Es handelt sich dabei um ein implizites Verfahren von zweiter Ordnung in der Zeit, wobei die Diskretisierung der transienten Terme der Turbulenzgrößen mit einem Verfahren erster Ordnung approximiert wird.

Zeitschritt

Die Vorgabe des transienten Zeitschrittes $\Delta\tau$ erfolgt hier in Abhängigkeit des Winkelschrittes $\Delta\alpha$, um den das Laufrad je Zeitschritt weiter rotiert. Dabei ergibt sich der Zeitschritt aus folgender Gleichung

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\alpha}{\omega_R} = \frac{\Delta\alpha \frac{\pi}{180}}{\frac{\pi \cdot n}{30}}, \quad (5.2)$$

wobei ω_R die Kreisfrequenz und n die Drehzahl darstellt. Der Faktor $\pi/180$ im letzten Term der Gleichung 5.2 ist notwendig, um den Winkel von Grad in Radiant umzurechnen.

Der Zeit- bzw. der Winkelschritt stellte sich als äußerst bedeutend für die Simulation heraus. Es musste dieser in mehreren Schritten verringert werden, um ein numerisch stabiles Setup zu finden, wobei mit einem Winkelschritt von sowohl 1° als auch $0,5^\circ$ kein zufriedenstellendes Setup bzw. keine ausreichend stabile Simulation erreicht wurden. In weiterer Folge erfolgte eine Reduzierung des Winkelschritts auf einen Wert von $\Delta\alpha = 0,2^\circ$, wodurch sich die Berechnungen merklich stabiler verhielten.

Damit ergibt sich nach Gleichung 5.2 eine Zeitschritt von $\Delta\tau = 5,55 \cdot 10^{-5}$ s bei einem Winkelschritt von $\Delta\alpha = 0,2^\circ$.

An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass für jeden Zeitschritt mehrere Iterationen gerechnet werden. Es haben sich dabei sechs Iterationen je Zeitschritt als ausreichend erwiesen, um eine ausreichende Abnahme der Residuen zu erreichen.

Turbulenzmodellierung

Die Turbulenzmodellierung erfolgt im Zuge von Pelton-Laufrad-Simulationen häufig mit dem *SST-k- ω* -Modell. So hat etwa PERRIG [34] in seiner Untersuchung dargelegt, dass dieses Modell genauere Ergebnisse liefert als das *k- ϵ* -Modell. Das ist darauf zurückzuführen, dass bei ersterem Modell die Turbulenz im Bereich der Wände genauer vorhergesagt wird.

Aus diesem Grund wurde auch bei dieser Untersuchung das *SST-k- ω* -Modell verwendet. Es hatte sich jedoch im Verlauf der weiteren Simulationen gezeigt, dass die Verwendung des *k- ϵ* -Modells zu deutlich stabileren Simulationen führt. Somit wurde es möglich alle untersuchten Fälle mit den gleichen Einstellungen zu berechnen, wodurch auch eine Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Lastfälle gegeben ist. Zu Gunsten dieses Vorteils wurde daher auf die höhere Genauigkeit des *SST-k- ω* -Modells verzichtet.

Zweiphasenströmung

Wie bereits einleitend angeführt wurde, sind bei der Simulation zwei Phasen zu berücksichtigen. Zur Approximation der Phasengrenze zwischen Luft und Wasser wurde – wie bei der Untersuchung der Verteilrohrleitung – das Volume of Fluid Modell verwendet (s. Abschnitt 3.5). Von ŽIDONIS [55] wird das als übliche Herangehensweise im Zuge der Pelton-Simulation dargestellt. Auf Grund des geringeren numerischen Aufwands bei der Berechnung wird es häufig dem Euler-Euler-Ansatz vorgezogen, obwohl letzteres die Physik besser abbildet [34].

5.6 Überblick über durchgeführte Simulationen

In Tabelle 5.8 und 5.9 werden ein Überblick über die untersuchten Lastfälle gegeben.

Tabelle 5.8: Berechnungsübersicht – 5-Becher Modelle

Geometrie	Basis	Fein	Ultra
115 mm - 72 % D - ideal	100 % H - HM	100 % H - HM	100 % H - HM
155 mm - 72 % D - ideal	100 % H - HM	100 % H - HM	-
200 mm - 50 % D - ideal	-	90 % H - HM	-
200 mm - 50 % D - ideal	-	100 % H - HM	-
200 mm - 50 % D - ideal	-	110 % H - HM	-
200 mm - 72 % D - ideal	-	90 % H - HM	-
200 mm - 72 % D - ideal	-	100 % H - HM	-
200 mm - 72 % D - ideal	-	100 % H - VM	-
200 mm - 72 % D - ideal	-	110 % H - HM	-
200 mm - 100 % D - ideal	-	90 % H - HM	-
200 mm - 100 % D - ideal	-	100 % H - HM	-
200 mm - 100 % D - ideal	-	110 % H - HM	-
200 mm - 72 % D - real	-	100 % H - HM	-

In Tabelle 5.8 sind in der ersten Spalte die Breite der Laufrad-Domain sowie die Größenordnung des Durchflusses, mit Bezug auf die VRL, und die Ausformung des Inlets angegeben. In den weiteren Spalten wird die Fallhöhe mit Relation auf die Standard-Fallhöhe von 108 m und die Ausprägung des Modells hinsichtlich der Ausnützung der Symmetrie beschrieben. Dabei steht *HM* für Halbmodell und *VM* für Vollmodell. Für

Tabelle 5.9 gilt im Grunde gleiches wie hier beschrieben, es wird lediglich die Berechnung angeführt, die mit 10 Bechern durchgeführt wurde.

Für jeden dieser Lastfälle wurde eine separate Initialisierungslösung berechnet.

Tabelle 5.9: Berechnungsübersicht – 10-Becher Modelle

Geometrie	Basis	Fein	Ultra
200 mm - 72 % D - ideal	-	100 % H - HM	-

6 Auswertung der Verteilrohrleitungs-Simulation

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus den Simulationen der Verteilrohrleitung genauer betrachtet. Dazu werden verschiedene, aussagekräftige Größen wie Verluste, die Strömungsgeschwindigkeit in der Verteilrohrleitung und den Strahlen sowie Sekundärströmungen aufgezeigt und analysiert. In weiterer Folge wird die Strahlform betrachtet und versucht einen Zusammenhang zwischen dem Strahlbild und den Strömungsbedingungen abzuleiten. Auf Grund der Fülle an Daten, die bei den Simulationen der verschiedenen Lastfälle erzeugt wurden (s. Tabelle 4.2), folgt in diesem Abschnitt die Analyse nur von ausgewählten, verschiedener Simulationsergebnisse. Als Bezugsbasis wird der Lastfall mit 72 % bzw. 43 mm Düsenöffnung und vier im Einsatz befindlichen Düsen gewählt.

6.1 Grundlagen zur Auswertung

Die verschiedenen Größen werden in weiterer Folge auf Ebenen bzw. Flächen geplottet. Dazu sollen diese Ebenen kurz vorgestellt werden. Für die Auswertung sind in diesem Abschnitt verschiedene Größen definiert, die in weiterer Folge zur Analyse herangezogen werden.

6.1.1 Auswerteebenen

Eine wichtige Ebene zur Auswertung ist die horizontale Mittelebene. Sie eignet sich sehr gut, da damit die gesamte, horizontal angeordnete Verteilrohrleitung erfasst wird. Ein genauerer Blick wird auf die einzelnen Düsen und die dazugehörigen Strahlen gelegt. Dafür wurden je Düseneinheit mehrere Auswerte-Ebenen angeordnet, wie nachfolgende Abbildung 6.1 zeigt.

Die verwendeten Ebenen wurden dabei so angeordnet, dass damit möglichst viel Information abgebildet werden kann. Die erste Ebene *E01* liegt dabei kurz nach dem Austritt aus dem Verteiler bzw. dem Bogen bei Düse 4. An dieser Position sollte es möglich sein die Ausbildung von Wirbelstrukturen, die Infolge der Strömungsumlenkung im Verteiler entstehen, gut abbilden zu können.

Die nächsten Ebenen *E02* und *E03* liegen vor bzw. nach dem Führungskreuz. Mit diesen soll die Entwicklung und die Reduktion von Sekundärströmungen stromabwärts

vom Düsen Eintritt beurteilt werden.

Die letzte Ebene $E04$ in der Düse liegt 20 mm vor dem Ende der Düse und etwa 10 mm vor der maximalen Einschnürung. Diese Lage erscheint möglicherweise als nicht ideal, da an dieser Stelle noch nicht die maximale Strahlgeschwindigkeit erreicht wird. Die Ebene an dieser Stelle eignet sich jedoch zur Auswertung von Verlusten, da von nur einer Phase, nämlich Wasser, ausgegangen werden kann. Ersteres spielt eine weniger große Rolle, da sich die Geschwindigkeitsverteilung weiter stromabwärts noch entscheidend ändert, wie später gezeigt wird.

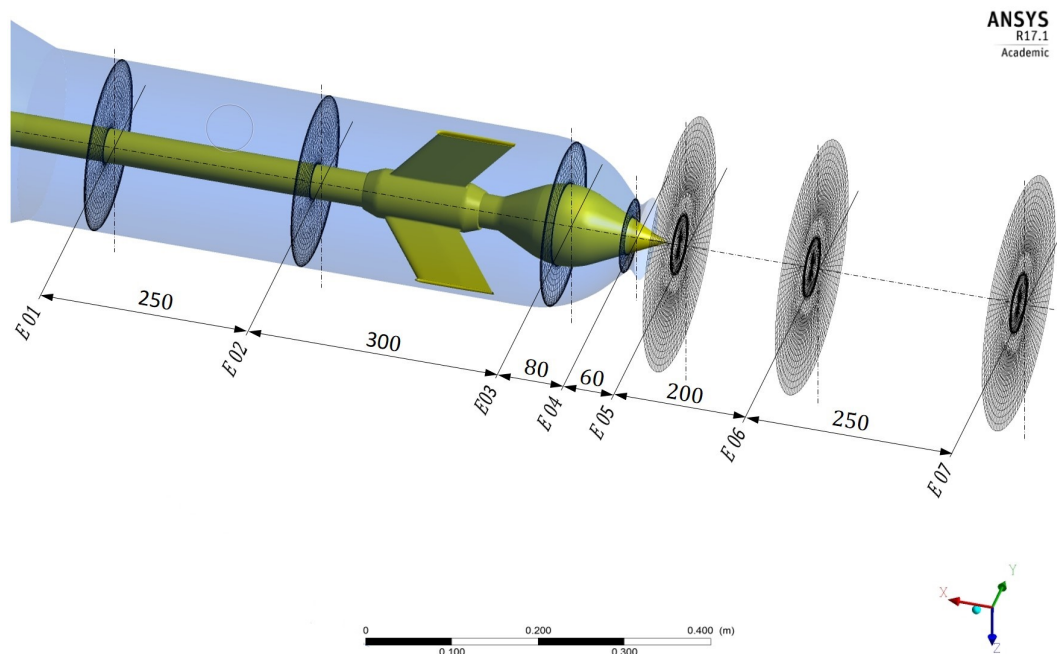


Bild 6.1: Auswerte-Ebenen der Düseninheit exemplarisch an Düse 01

Außerhalb der Düse befinden sich drei weitere Ebenen, die vor allem der Auswertung der Strahlform dienen. Die erste befindet sich dabei 40 mm nach dem Düsenaustritt. Die letzte Ebene schneidet die Mittelachse des Turbinenrades und stellt damit jene Position dar, an der der Strahl das Laufrad senkrecht beaufschlagen würde.

6.1.2 Wichtige Größen zur Auswertung

Nachfolgend sind einige wenige Größen erläutert, die in weiterer Folge dargestellt oder zur Ergebnisauswertung verwendet werden.

Geschwindigkeit

Als sehr entscheidend ist dabei die Geschwindigkeit anzusehen. Für die Strömungsgeschwindigkeit in der Verteilrohrleitung und im Strahl wird dabei die sog. „Water.Superficial Velocity“ verwendet. Es handelt sich dabei um eine mit der Volume Fraction gewichteten Geschwindigkeit und kommt demnach nur bei mehrphasigen Problemen zur Anwendung [3].

Die Komponenten dieser Geschwindigkeit werden zur Berechnung der Umgangsgeschwindigkeit in den jeweiligen Düsen herangezogen. Die Umgangsgeschwindigkeit Cu errechnet sich dabei aus folgendem Zusammenhang.

$$Cu_{(i,j)} = \frac{c_i \cdot x_j - c_j \cdot x_i}{\sqrt{x_i^2 + x_j^2}}, \quad (6.1)$$

Dabei sind c_i und c_j jeweils Geschwindigkeiten in einer Richtung normal zur Hauptströmungsrichtung und x_i bzw. x_j die Normalabstände zur Düsenachse. Für obige Abbildung 6.1 entspricht i der z -Richtung und j der y -Richtung.

Verluste

Zur Darstellung der Verluste in der Verteilrohrleitungen bzw. Teilabschnitten davon, wird der Totaldruck verwendet. Dieser ist durch Gleichung 6.2 gegeben.

$$p_{\text{tot}} = p_{\text{stat}} + \frac{1}{2}\rho(\vec{v} \cdot \vec{v}) \quad (6.2)$$

Die Strömungsverluste werden hier in verschiedenen Formen betrachtet. Zum einen als absolute Werte, in Form eines Fallhöhenverlustes und zum anderen in relativer Form. Beide dieser Darstellungen basieren auf dem Totaldruck, wobei die Verlusthöhe nach Gleichung 6.3 definiert ist:

$$H_{\text{Verlust}} = \frac{p_{\text{tot}} - p_{\text{tot, inlet}}}{\rho g} \quad (6.3)$$

Für die relative Darstellung des Verlustes wird H_{Verlust} auf die Fallhöhe bezogen oder die Totaldruckdifferenz aus Gleichung 6.3 auf den Totaldruck am Inlet.

6.1.3 Volume Fraction

Die Definition der Volume Fraction wurde bereits in Abschnitt 3.5.1 im Detail behandelt.

An dieser Stelle soll nur darauf hingewiesen werden, dass die Darstellung bzw. die Lage der Phasengrenze stark von der Wahl der Volume Fraction abhängt. Angewendet auf die Stahlform ergibt sich dadurch nicht nur eine Änderung des Strahldurchmessers, sondern auch eine visuelle Verstärkung bzw. Abschwächung von Störungen in der

Strahloberfläche bzw. in der Strahlform. So verringert sich der Strahldurchmesser bei zunehmender Volume Fraction. Das erscheint sehr einleuchtend, wenn man bedenkt, dass außerhalb des Strahls ausschließlich Luft vorliegt. Nun nimmt mit abnehmendem Abstand zur Strahlachse der Anteil der Luft graduell ab und jener von Wasser entsprechend zu.

Im Falle der Strahl-Darstellung existiert nun kein richtiger Wert für die Volume Fraction, mit der die Realität exakt abgebildet werden kann. Um einen guten Kompromiss zu finden, wird hier und im Falle der Laufrad-Untersuchung die Phasengrenze bei einem Phasenanteil des Wassers von $\alpha_F = 0,5$ dargestellt.

6.2 Auswertung im Basisbetriebspunkt

In diesem Abschnitt wird der Basisbetriebspunkt betrachtet. Es handelt sich dabei um jenen Lastfall, bei dem alle vier Düsen in Betrieb sind und eine Düsenöffnung von rund 72% vorliegt.

Treten bei anderen Lastfällen größere Abweichungen in den Strömungsgrößen auf bzw. zeigen sich abweichende Strömungsphänomene, so werden diese im Anschluss aufgezeigt.

6.2.1 Strömungsgeschwindigkeit

Abbildung 6.2 zeigt eine Darstellung der Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene der Verteilrohrleitung mit einem Geschwindigkeitsbereich von 0 – 5 m/s. Aus diesem Plot können bereits einige interessante Details erkannt werden.

Im vorliegenden Fall kann man an der Innenseite der Abzweigungen Zonen erkennen, die eine geringfügig höhere Geschwindigkeit aufweisen als benachbarte Bereiche. Gleiches gilt auch für den Rohrbogen am Ende der Rohrleitung. In diesem Bereich ist liegt eine vergleichsweise inhomogene Geschwindigkeitsverteilung vor. Auch an den Bögen der Rohrleitungen zeigt sich an der Innenseite der Umlenkungen eine Beschleunigung der Strömung und an der äußeren Seite eine entsprechend geringere Strömungsgeschwindigkeiten.

Ein sehr wesentliches Merkmal, welches sich auch bei anderen Lastfällen in gleicher Weise zeigt, ist, dass an den Abzweigungen und am Rohrbogen keine ausgeprägten Ablösezone auftreten. Häufig treten Strömungsablösungen und Rezirkulationen an der Innenseite von Rohrbögen bzw. Abzweigungen, wie sie hier auftreten, auf. Diese spricht für eine gute Gestaltung der Verteilrohrleitung in Bezug auf die Verluste. Das wird durch die nachfolgende Betrachtung der Verluste in der Rohrleitung und den Düsen bestätigt.

Das zuvor beschriebene zeigt sich auch in Abbildung 6.3. In der linken Hälfte des Querschnitts, d. h. an der Innenseite der Krümmung, liegt eine höhere Geschwindigkeit vor als außen. Gleich wie bei den später folgenden Darstellungen der Sekundärströmung

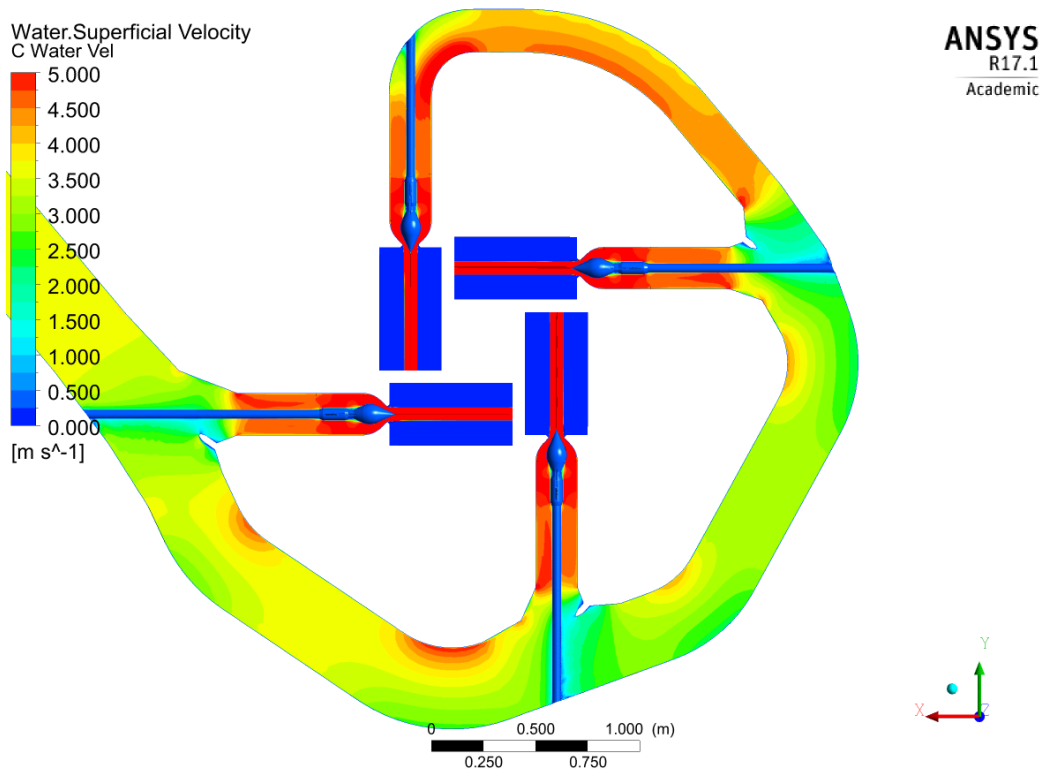


Bild 6.2: Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene

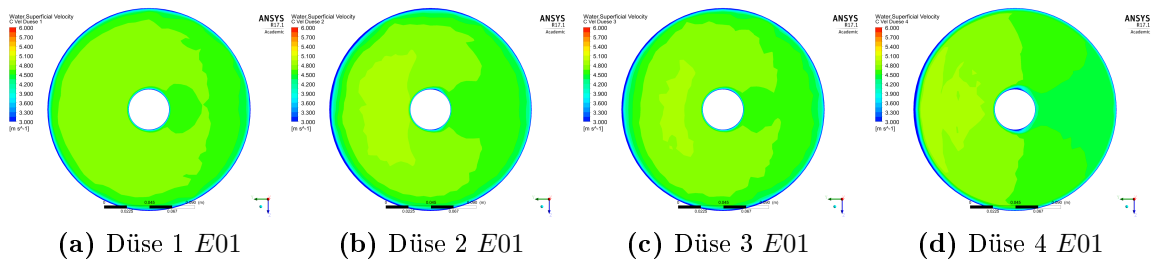


Bild 6.3: Strömungsgeschwindigkeit in den Düsen

in den Düsen erfolgt die Betrachtung in Strömungsrichtung. Es sei darauf hingewiesen, dass die dargestellten Koordinatenachsen nicht der tatsächlichen Ausrichtung der Düsen entsprechen, mit Ausnahme der ersten Düse. Die Bilder zeigen die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit auf Ebene $E01$ (s. Abbildung 6.1) die sich nächst der Abzweigung bzw. dem Bogen befinden. Die Geschwindigkeit wird in einem Bereich von 3 - 6 m/s dargestellt.

Betrachtet man die Geschwindigkeitsverteilung etwas weiter stromabwärts auf Ebene $E02$, so kann man eine homogenere Verteilung der Geschwindigkeit erkennen. Dies

wird in Abbildung 6.4 dargestellt. Bei genauerer Betrachtung der Geschwindigkeitsplots kann eine geringfügig abnehmende Geschwindigkeit von Düse 1 bis Düse 4 erkannt werden. Diese Situation ergibt sich aus den höheren Verlusten, die durch den zunehmenden Strömungsweg zu diesen verursacht werden. Ein detaillierte Aufschlüsselung der Verluste an den Düsen gibt Abbildung 6.23 im folgenden Abschnitt.

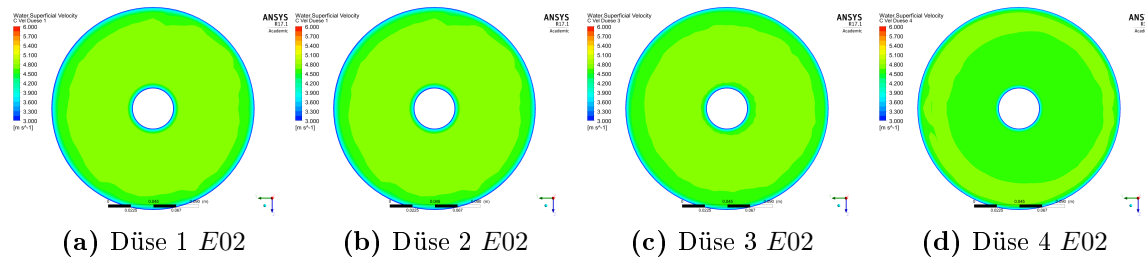


Bild 6.4: Strömungsgeschwindigkeit in den Düsen

In der Rohrleitung tritt im „Schatten“ der Düsennadeln – vor allem bei den Verteilern der ersten 3 Düsen – eine Zone geringerer Strömungsgeschwindigkeit auf. Dies ist aber ein zu erwartendes Phänomen, welches bei dieser Ausführung bewusst in Kauf genommen wird. Es sei hier angemerkt, dass die Nummerierung der Düsen in Umlaufrichtung erfolgt.

Abbildung 6.2 erlaubt auch eine erste Beurteilung der Strahlqualität. Zwei wesentliche Merkmale können dabei erkannt werden. Zum einen weicht die Achse des Strahls nicht von der Achse der jeweiligen Düse ab, sodass die Beaufschlagung des Laufrades in der beabsichtigten Weise erfolgt. Zum anderen ist auch keine nennenswerte Strahlaufweitung zu erkennen. Im Zuge der Strahlauswertung wird auf dieses Phänomen noch genauer eingegangen.

Da auf Grund der starken Beschleunigung der Strömung die detaillierte Abbildung des gesamten Geschwindigkeitsbereichs in einer Darstellung sehr schwierig ist, zeigt Abbildung 6.5 den Düsenaustritt. Es ist darin die Strömungsgeschwindigkeit der Mittelebene im Bereich des Düsenaustritts der ersten Düse der VRL mit einem Wertebereich von 25 – 45 m/s dargestellt.

Es ist anhand dieser Darstellung 6.6 gut zu erkennen, dass die Beschleunigung der Strömung im Düsenmundstück homogen von statten geht, d. h., dass der Geschwindigkeitsgradient gleichmäßig über den Querschnitt verläuft. Darüber hinaus ist hier ersichtlich, dass die Strömung im letzten Abschnitt der Düse noch eine deutliche Beschleunigung erfährt. Bei genauer Betrachtung kann man auch erkennen, dass der Strahl an der kleinen Fase vor dem engsten Querschnitt von der Wand ablöst und sich danach beginnt einzuschnüren. Für die numerische Simulation ist dieser Bereich besonders kritisch.

Abbildung 6.6 zeigt die Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Strahlraum, ebenfalls in der Mittelebene der VRL. Aus der Abbildung geht hervor, dass in Folge der hohen

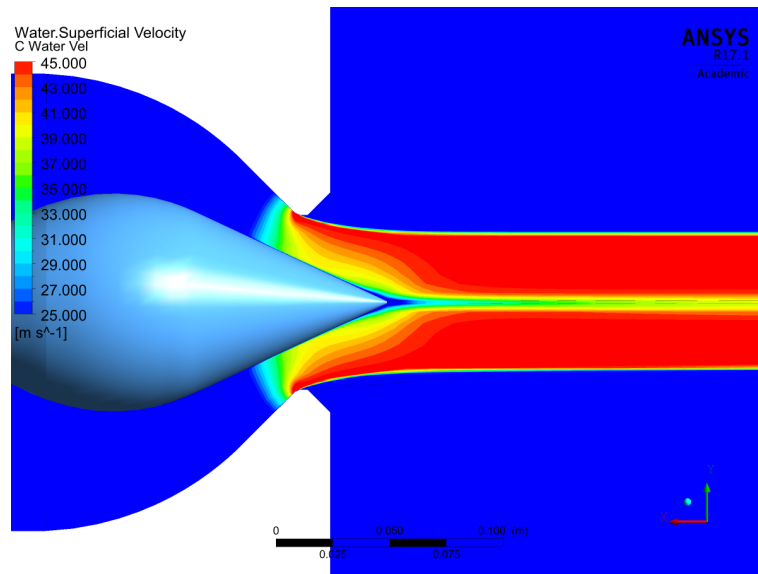


Bild 6.5: Strömungsgeschwindigkeit im Düsenaustritt in der Mittelebene

Austrittsgeschwindigkeit des Strahls die umgebende Luft an der Phasengrenze stark beschleunigt wird. Dadurch wird die Luft an der Wand der Düse in jenen Bereich hineingezogen, in dem der Strahl von der Düsenwand ablöst. Es treten dadurch auf kleinstem Raum sehr große Gradienten des Phasenanteils und der Geschwindigkeit auf. Diese Gradienten sind numerisch schwierig zu erfassen, führen zu hohen CFL-Zahlen und unter Umständen auch zu Stabilitätsproblemen bei der Simulation.

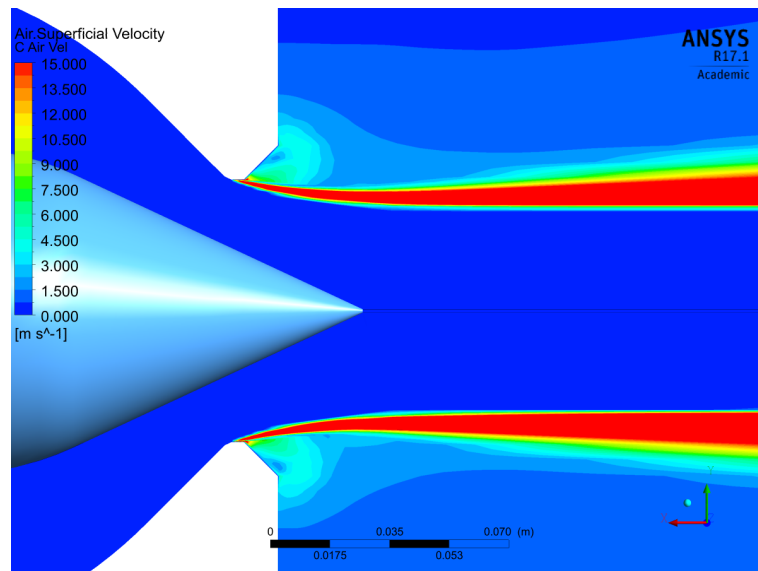


Bild 6.6: Strömungsgeschwindigkeit der Luft in der Mittelebene

Folgt man dem Strahl in Strömungsrichtung, so kann man über den gesamten hier dargestellten Bereich erkennen, dass die Geschwindigkeit im Strahlzentrum teils deutlich geringer ist als im Mittel. Das resultiert aus der Haftbedingung an der Wand der Düsenadelspitze, wo die Geschwindigkeit definitionsgemäß Null ist. Mit größer werdendem Abstand von dem Düsenaustritt gleicht sich die Geschwindigkeit im Strahl zunehmend aus. Die sogenannte Nachlaufdüse bleibt jedoch über die gesamte Länge erhalten. Das wird durch nachfolgende Darstellungen weiter verdeutlicht.

In den Abbildungen 6.7 bis 6.10 sind die Geschwindigkeiten der Wasserstrahlen in den Ebenen $E05$ bis $E07$ abgebildet. Die Betrachtung erfolgt dabei in Strömungsrichtung des jeweiligen Strahls. Der Geschwindigkeitsbereich der hier dargestellt ist, reicht von $25 - 45$ m/s. Die Darstellung erfolgt auf dem Strahlquerschnitt, der durch eine Volume Fraction von $\alpha_F = 0,5$ definiert ist.

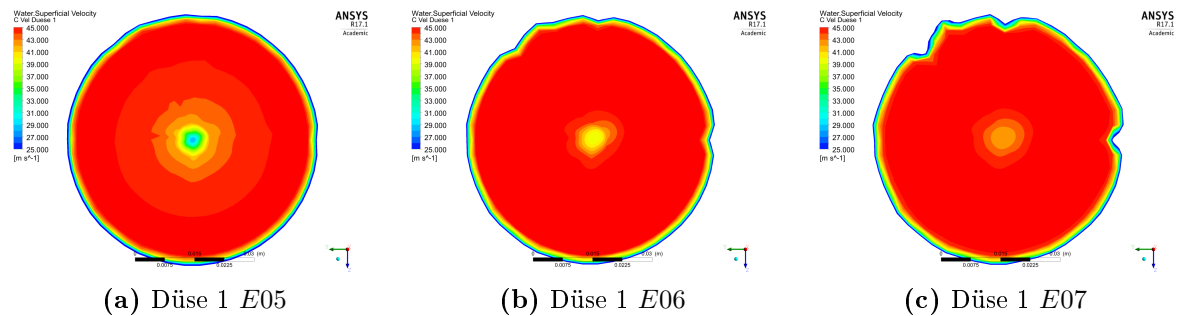


Bild 6.7: Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse

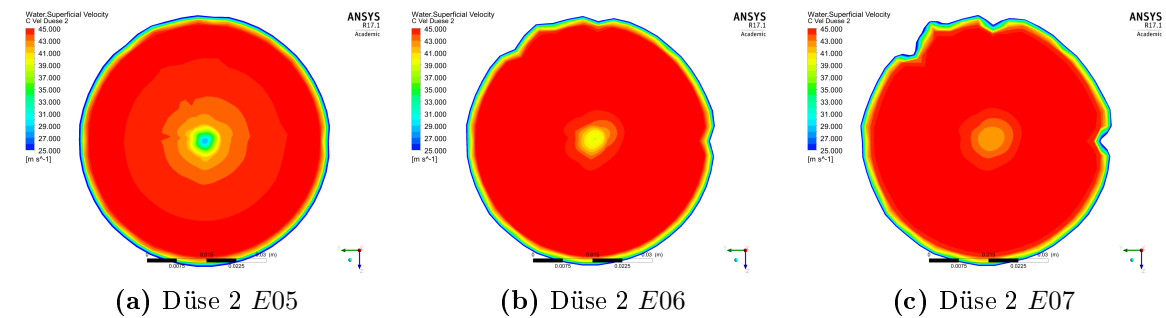


Bild 6.8: Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse

Die hier gezeigten Geschwindigkeitsplots bestätigen sehr gut, was bereits aus Abbildung 6.6 zu erkennen war. Mit größer werdendem Abstand von der Düse wird die Geschwindigkeitsverteilung im Querschnitt zunehmend homogener. Dennoch liegt, bei Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilung auf der letzten Ebene $E07$, eine Geschwindigkeitsdifferenz von mehr als 4 m/s zwischen Strahlkern und dem umgebenden Bereich vor. Der Vergleich des Verhaltens der unterschiedlichen Düsen zeigt dabei keine großen Abweichungen. Für die erste Düse wird die Entwicklung der Strahlgeschwindigkeit über

6 Auswertung der Verteilrohrleitungs-Simulation

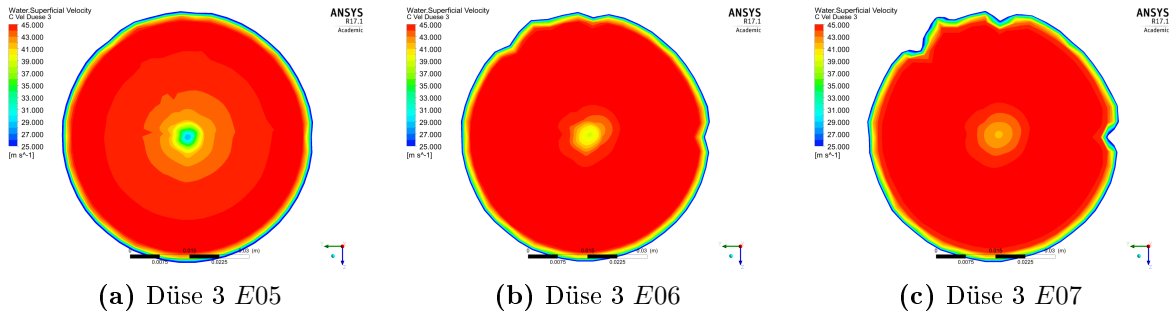


Bild 6.9: Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse

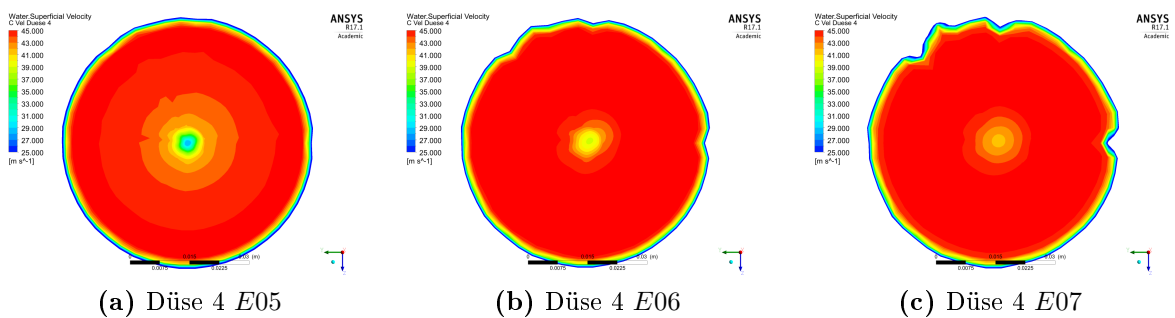


Bild 6.10: Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse

der Strahlänge anhand von zwei Diagrammen verdeutlicht werden. Dabei zeigt das linke Bild 6.11a den Verlauf des Mittelwertes, des Maximums und des Minimums der relativen Geschwindigkeit über dem Strahlradius auf Ebene $E05$ 40 mm stromabwärts des Düsenaustritts. Das rechte Diagramm in Bild 6.11b stellt gleiches für die Ebene $E06$ dar.

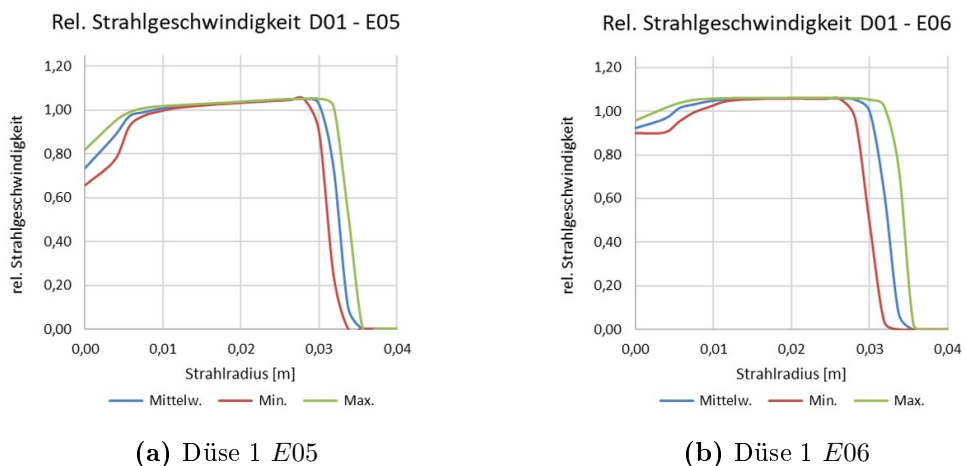


Bild 6.11: Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls

Für die Ermittlung der Werte wurde der Strahlquerschnitt in Ebene *E05* radial in rund 20 Streifen bzw. Ringe aufgetrennt und auf diesen die Geschwindigkeit ausgewertet. Die in den Diagrammen aufgetragenen Werte entsprechen dem Flächenmittelwert der Strömungsgeschwindigkeit auf den Ringflächen (blaue Kurve), dem Minimalwert der Geschwindigkeit je Flächenelement (rote Kurve) und dem Maximalwert (grüne Kurve). Da die Auswertung über den vollen Umfang der Ringelemente erfolgt, ist auf Grund der Symmetrie nur eine Hälfte abgebildet.

Auf die Darstellung der Geschwindigkeitsprofile für die übrigen Düsen wird verzichtet, da das Verhalten nicht wesentlich vom hier gezeigten abweicht. Nachfolgend sind die Geschwindigkeiten der Wasserstrahlen in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die gezeigten Werte entsprechen der massenstromgemittelten Geschwindigkeit an Ebene *E05*.

Tabelle 6.1: Strahlgeschwindigkeit im Standardlastfall

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
Geschwindigkeit [m/s]	43, 39	43, 31	43, 24	43, 12

6.2.2 Sekundärströmungen

Im Verlauf dieser Arbeit wurden bereits mehrfach die Einflüsse auf die Strahlform erläutert. Ein wesentlicher Einfluss kann dabei von Sekundärströmungen in der Düse ausgehen. Deshalb wird in Abbildung 6.12 bis 6.15 die diesbezügliche Situation im Standardbetriebsfall dargestellt werden.

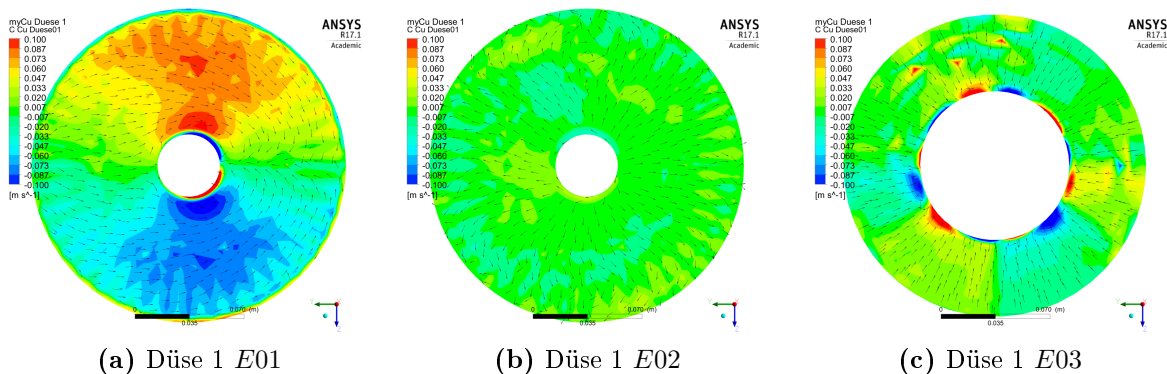


Bild 6.12: Sekundärströmungen in der ersten Düse

In den Plots der Abbildungen 6.12 bis 6.15 ist die Umfangsgeschwindigkeit C_u aufgetragen, wobei der Wertebereich von $-0,1$ m/s bis $0,1$ m/s dargestellt ist. Die abgebildeten Vektorpfeile stellen die tangential projizierte Geschwindigkeit der Hauptströmung

6 Auswertung der Verteilrohrleitungs-Simulation

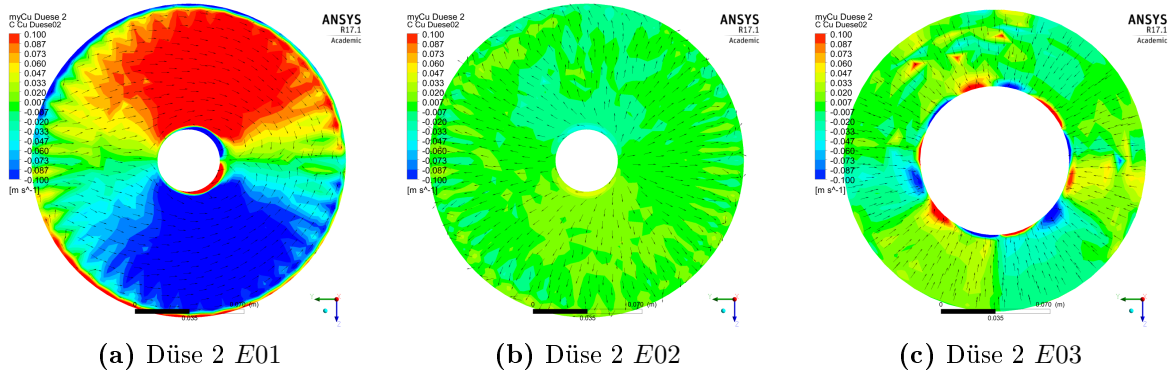


Bild 6.13: Sekundärströmungen in der zweiten Düse

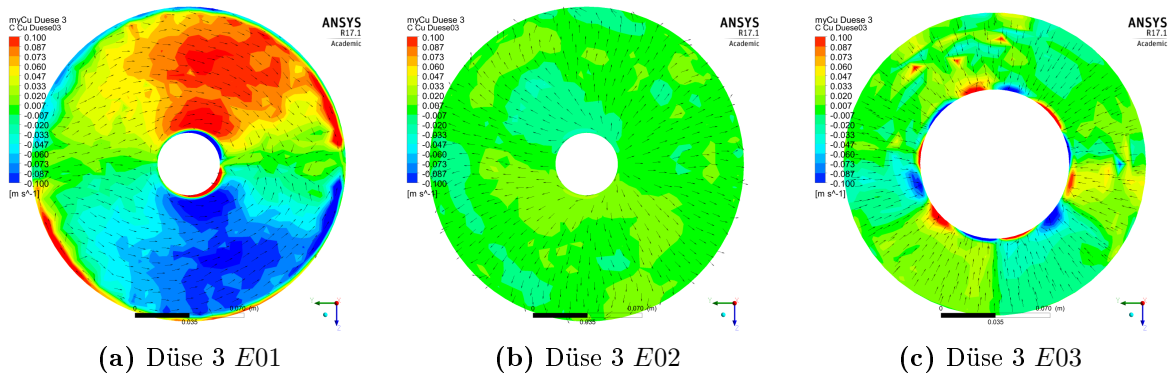


Bild 6.14: Sekundärströmungen in der dritten Düse

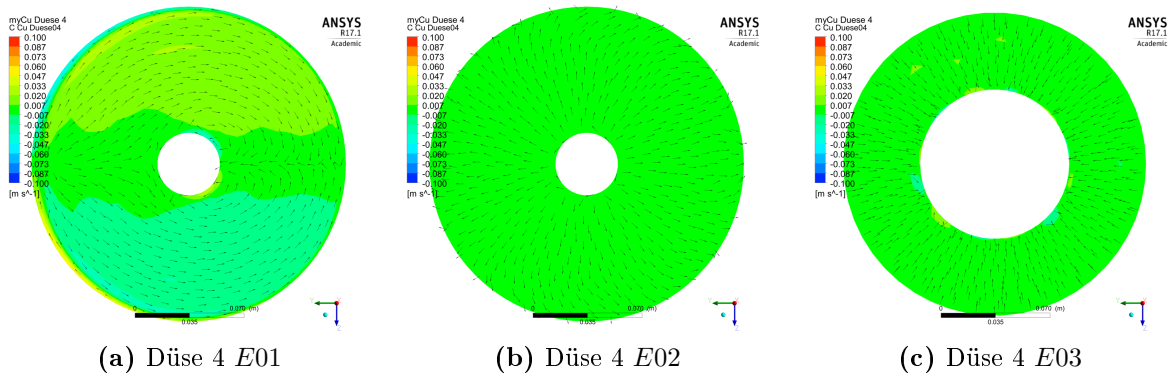


Bild 6.15: Sekundärströmungen in der vierten Düse

in normierte Form dar und geben daher keine Auskunft über den Betrag der Sekundärströmung. Die einzelnen Bilder zeigen die Situation in Strömungsrichtung, d. h. bei Blick vom Verteiler bzw. Bogen zum Düsenaustritt. An dieser Stelle muss auch darauf hingewiesen werden, dass die eingetragenen Koordinatenachsen nur für die Düse 1 korrekt sind.

In der Bild-Matrix stellt eine Zeile immer die Querschnitte einer Düse dar und zwar an den Ebenen $E01$ bis $E03$. Der geringe, gewählte Wertebereich der Plots ist notwendig, um die Sekundärströmungen abbilden zu können. Es ist daher darauf zu achten, dass die Darstellungen nicht überbewertet werden.

In den Bildern 6.12a, 6.13a und 6.14a können teilweise ausgeprägte Sekundärströmung erkannt werden, die zwei gegeneinander rotierende Wirbel darstellt. Diese Wirbelstrukturen werden durch die Strömungsumlenkung induziert, bei der Fliehkräfte auf die Fluidpartikel wirken und dadurch dieses Strömungsphänomen verursachen. Die beiden Wirbel können unter Umständen zum Aufplatzen des Strahls führen. Das geschieht in der Regel am Staupunkt der gegeneinander rotierenden Wirbel und äußert sich durch eine Tröpfchen-Strähne, die sich an der Strahloberfläche absondert [47].

Wie man jedoch an Abbildung 6.12 erkennen kann, reduziert sich die Intensität der Umfangsgeschwindigkeit mit zunehmenden Abstand vom Verteiler, sodass vor dem Führungskreuz der Betrag von Cu nur noch knapp von Null abweicht. In der Ebene $E03$ können am inneren Durchmesser drei lokal sehr begrenzte Wirbelpaare erkannt werden. Deren Position lässt darauf schließen, dass diese vom Führungskreuz induziert werden. Dessen Profile sind um 120° versetzt, wobei in dieser Darstellung eines senkrecht nach oben orientiert ist. Damit liegt eine Übereinstimmung mit dem Auftreten der Wirbelstrukturen vor.

Auffällig ist, dass die vierte Düse im Vergleich zu den übrigen kaum eine ausgeprägte Sekundärströmung aufweist. Weder direkt nach dem Bogen noch nach dem Führungskreuz in Ebene $E03$. Das kann möglicherweise durch die Art der Strömungsumlenkung erklärt werden. In diesem Fall geschieht dies durch einen Rohrbogen, bei dem der ganze Fluid-Strom umgelenkt wird. Bei den Abzweigungen der ersten drei Düsen wird jeweils nur ein Teil der Strömung abgezweigt und umgelenkt.

Zusammenfassen kann man an dieser Stelle anmerken, dass die Intensitäten der dargestellten Umfangsgeschwindigkeiten und damit auch der Wirbel sehr gering sind. Später wird zu sehen sein, dass ausgehend von diesen Strömungsformen keine direkte Rückwirkung auf die Ausbildung der Strahlen entsteht. Das wird an einem Vergleich mit den Ergebnissen der Simulationen mit größerer bzw. kleinerer Düsenöffnung gezeigt, bei dem sich eine Abhängigkeit der Intensität der Umfangsgeschwindigkeit vom Durchfluss erkennen lässt. Eine Abhängigkeit die keineswegs überraschend ist, da Cu von der Geschwindigkeit der Hauptströmung abgeleitet wird.

Nun wurde durch die Ausführungen an dieser Stelle gezeigt, dass in diesem Lastfall Sekundärströmungen nur in äußerst begrenztem Maße vor der Einschnürung der Düse ($E03$) auftreten. Stellt man jedoch die gleiche Betrachtung wie weiter oben für Querschnitte im Strahl an, so können lokale Zonen mit ausgeprägten Umfangskomponenten der Geschwindigkeit erkannt werden. Es ist anzunehmen, dass diese Wirbelstrukturen zum einen durch die starke Beschleunigung der Strömung und zum anderen durch die Einschnürung des Strömungskanals um die Düsennadelspitze induziert werden. Nachfolgend ist dazu die Umfangsgeschwindigkeit mit normierten, tangential projizierten Geschwindigkeitsvektoren der Hauptströmung in den Ebenen $E05$, $E06$ und $E07$ darge-

stellt. Für die Abbildungen 6.16 bis 6.19 gelten die gleichen Voraussetzungen bezüglich der Ausrichtung und der Orientierung in Bezug auf die Verteilrohrleitung wie für die Darstellungen im vorhergehenden Abschnitt.

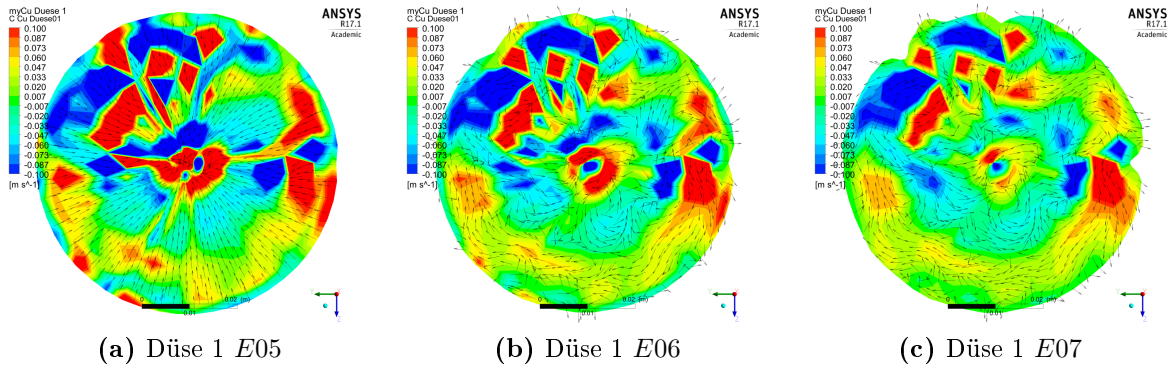


Bild 6.16: Sekundärströmungen im Strahl 1

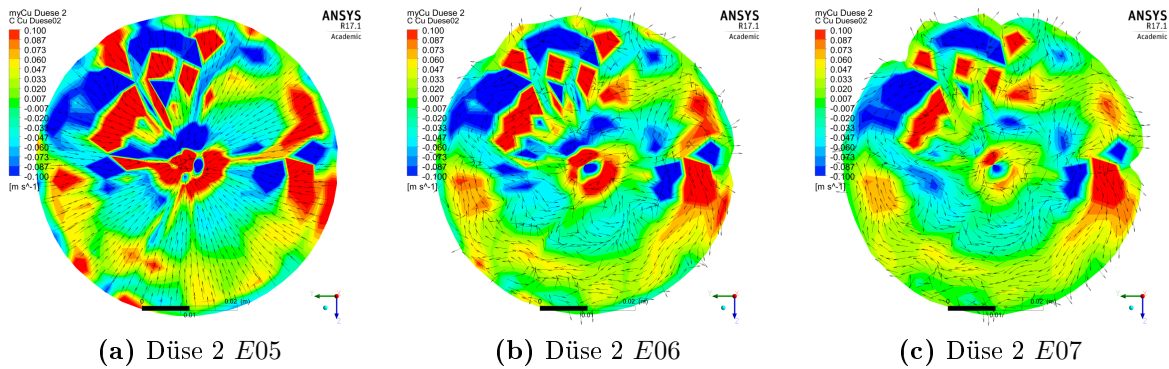


Bild 6.17: Sekundärströmungen im Strahl 2

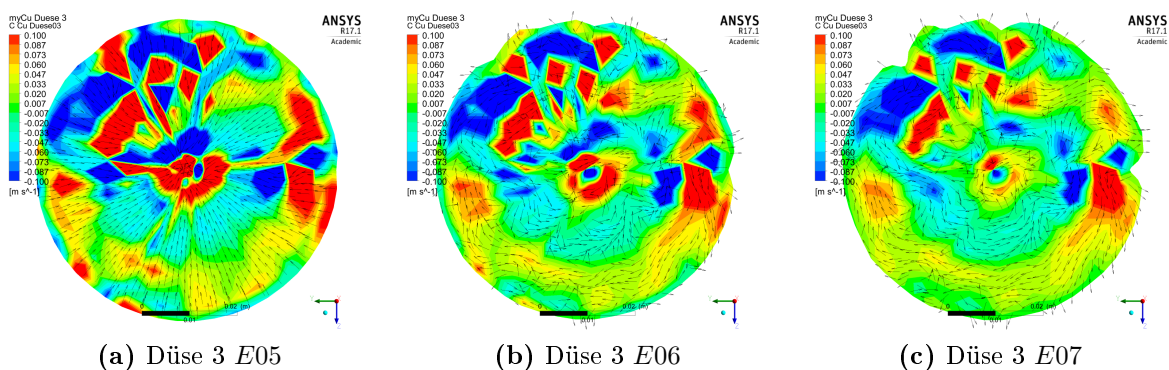


Bild 6.18: Sekundärströmungen im Strahl 3

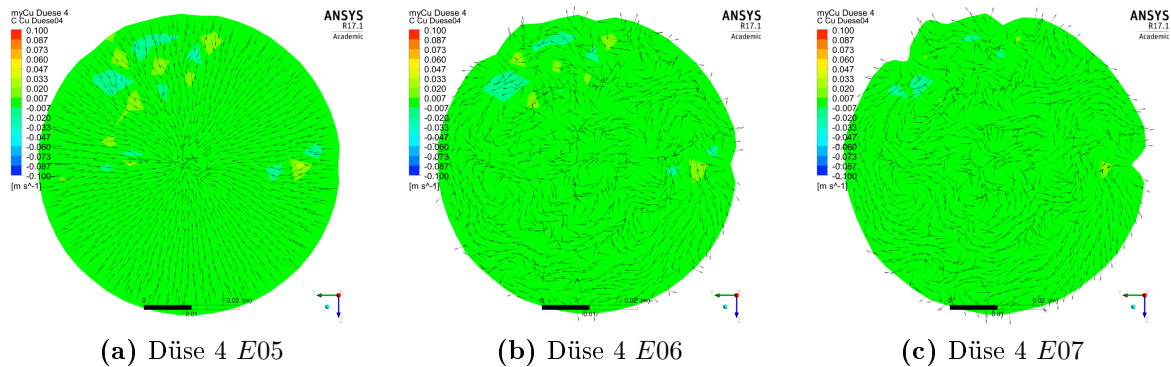


Bild 6.19: Sekundärströmungen im Strahl 4

Bei genauerer Betrachtung der hier gezeigten Plots sind einige Dinge auffällig. In der Gesamtheit zeigt sich ein ähnliches Bild, wie auch schon aus der Analyse der Düsen bezüglich der Sekundärströmungen hervorging. Es zeigt sich auch hier für die ersten drei Strahlen, dass lokale Zonen mit ausgeprägten Cu -Komponenten auftreten. An der vierten Düse scheinen die Beträge von Cu deutlich geringer zu sein, sodass diese mit der gewählten Skalierung nicht mehr abgebildet werden können. Das wird auch durch die Ergebnisse der Simulationen mit veränderter Düsenöffnung bestätigt.

Vergleicht man die Plots einer Düse, so kann eine gewisse, zeitliche Entwicklung der Strömungsstruktur erkannt werden. Es bleiben zwar die meisten Zonen größerer Intensitäten erhalten, allerdings tritt zwischen Ebene $E05$ und Ebene $E06$ eine deutliche Änderung des Strömungsbildes ein, wie die Vektoren belegen. In den Plots der Ebene $E05$ liegt bei den Strahlen aller Düsen eine stark geordnete Ausrichtung der Vektoren hin zum Zentrum des Strahl-Querschnitts vor. Dieses Verhalten kann vermutlich auf die Nähe zur Düse zurückgeführt werden, in der die Strömung radial nach innen geführt wird. In der Ebene $E06$ deuten die Pfeile auf die Ausbildung von Sekundärströmungen hin, die in ihrer Struktur über die Zeit bzw. die Strahllänge erhalten bleiben. Wird das Verhalten der verschiedenen Strahlen verglichen, so weisen diese auch in der Beziehung eine starke Ähnlichkeit auf. Das gilt vor allem wieder für die Strahlen der ersten drei Düsen, aber auch bei Strahl 4 sind teilweise ähnliche Strukturen erkennbar.

Mit der Zunahme dieser Sekundärströmungen scheint die Intensität der Umfangsgeschwindigkeit etwas geringer zu werden. Damit einhergehend kommt es zu einer zunehmenden Verzerrung der Strahloberfläche, bzw. einer immer stärker werdenden Abweichung des Strahlquerschnitts von der idealen Kreisform. Sonderbar ist dabei, dass die Strahlform bei allen vier Strahlen sehr einheitlich ausfällt.

Zusammenfassend kann man anmerken, dass die ersten drei Düsen sich sehr ähnlich verhalten, was eventuell durch den Aufbau der Verteilrohrleitung erklärt werden kann. Diese weist mit den vorliegenden Abzweigern an den ersten drei Düsen sehr ähnliche geometrische Strukturen auf. Offenbar führt der Bogen am Ende der Rohrleitung zu weniger stark ausgeprägten Sekundärströmungen in der Düse und auch im Strahl. Das

ist durchaus nachvollziehbar, da am Ende der Rohrleitung der gesamte Fluidstrom umgelenkt, bei den Verteilern jedoch nur ein Teil der Strömung in der Rohrleitung gewissermaßen abgeschnitten wird. Dazu kommt, dass im Rohrbogen die Umlenkung der Strömung störungsfreier abläuft, als das bei den Verteilern der Fall ist. Dennoch ist die Strahloberfläche bei allen Strahlen in ähnlicher Weise verzerrt. Damit könnte nun in Frage gestellt werden, ob die stärker ausgeprägte Umfangskomponente bei Strahl 1 bis Strahl 3 einen Einfluss auf die Strahlform ausübt.

6.2.3 Strahlform

In den zuvor behandelten Ausführungen zur Strömungsgeschwindigkeit und zu den Sekundärströmungen in der Verteilrohrleitung und im Stahl wurde an manchen Stellen bereits Bezug auf die Strahlform oder die Strahlqualität genommen. Im Abschnitt 6.2.1 konnte bereits dargestellt werden, dass die Strahlachse sehr gut mit der Achse der entsprechenden Düsen übereinstimmt. Unter Punkt 6.2.2 wurden mögliche Einflussfaktoren auf den Strahlquerschnitt diskutiert. Hier wird im Anschluss die Strahlform anhand von Diagrammen in den drei Ebenen $E05$, $E06$ und $E07$ aufgezeigt und diskutiert.

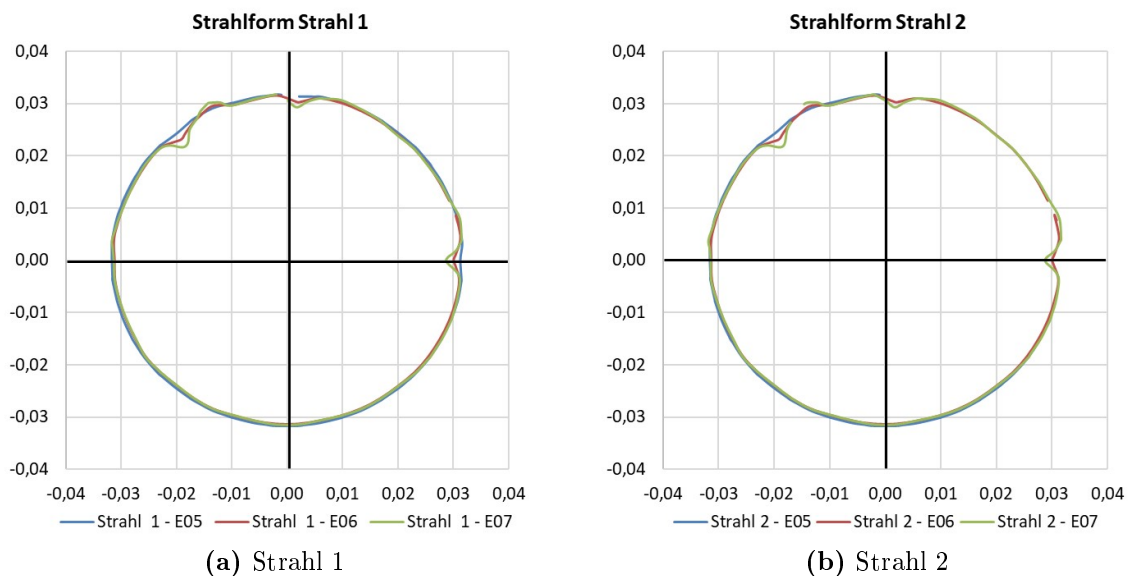


Bild 6.20: Strahlquerschnitt von Strahl 1 & Strahl 2

In Abbildung 6.20 und 6.21 sind vier Diagramme zu sehen, wobei jedes die Querschnitte eines Strahls darstellt. Die Abbildungen zeigen die Strahlquerschnitte in verschiedenen Ebenen. Es entspricht die blaue Kurve dem Querschnitt auf der Ebene $E05$, die rote Kurve stellt den Strahlquerschnitt auf der Ebene $E06$ dar und die grüne Kurve zeigt gleiches auf $E07$. Die dargestellte Phasengrenze zwischen Wasser und Luft liegt bei einer Volume Fraction von $\alpha_F = 0,5$, wie bereits weiter oben erklärt wurde. Die

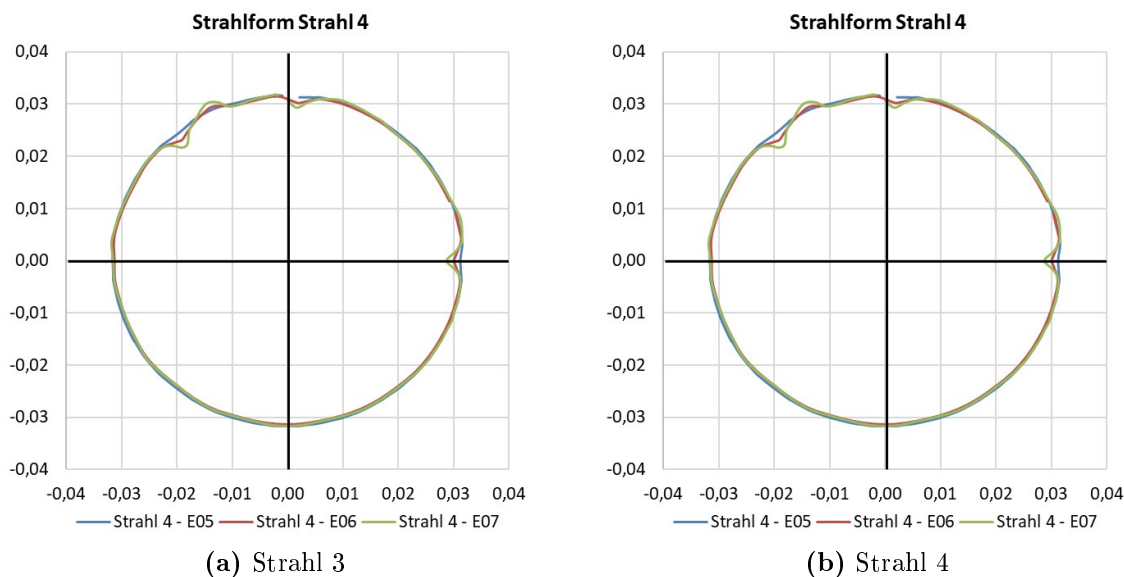


Bild 6.21: Strahlquerschnitt von Strahl 3 & Strahl 4

Ausrichtung der Diagramme ist so gewählt wie bei den übrigen Abbildungen und Plots. Sie zeigen die Situation in Strömungsrichtung des jeweiligen Strahls. Die Achsen zeigen dabei die Dimension des Stahls in Metern [m].

Vergleicht man die Diagramme, so ist zu erkennen, dass die Strahlen im Allgemeinen eine gute Kreisform aufweisen. Die Störung bzw. Abweichungen von der Idealform sind in der blauen Kurve kaum ausgeprägt, werden jedoch mit zunehmender Strahllänge deutlicher. Es ist dabei auffällig, dass alle vier Strahlen eine Einbuchtung bei elf, zwölf und bei drei Uhr aufweisen. Diese sind bei genauer Betrachtung auch bereits in der Ebene E05 in minimalen Ansätzen zu erkennen und verstärken sich mit der Zeit zunehmend. Die größeren Abweichungen in der Strahlform im oberen Bereich des Strahls korrelieren hier sehr gut mit dem Bild, aus der Betrachtung der Sekundärströmungen. Diese zeigen auch in der oberen Hälfte eine größere Intensität.

Auf Grund der Unschärfe, die von der Verwendung des Phasenanteils zur Erfassung der genauen Phasengrenze ausgeht, ist es schwierig eine genaue Aussage über das Aussehen des Strahls zu treffen. STAUBLI ET AL. [47] hat gezeigt, dass ausgeprägte „Nasen“ in der Strahlform auf eine Tropfensträhne hindeutet, die sich vom Strahl absondert.

In dieser Form der Darstellung der Strahlform ist auch keine merkliche Aufweitung des Strahles zu erkennen. Es hat sich jedoch im Zuge der Datenanalyse gezeigt, dass dieser Eindruck etwas trügt. Die Strahlen weiten sich sehr wohl auf, auch wenn nur in geringem Maße. Die Aufweitung des Strahls ist durch die sogenannte Dispersion zu erklären [47]. Es kommt dabei zu einem Eindringen von Luft in die Strahloberfläche, womit in diesem Bereich der Phasenanteil des Wassers abnimmt und sich der Querschnitt gleichzeitig vergrößert. Bei der hier gewählten Methodik zur Abbildung der

Phasengrenze mittels konstantem Phasenanteil führt das auch dazu, dass Werte von $\alpha_F = 0,5$ bei kleinerem Durchmesser auftreten. Damit könnte die gewählte Methodik die Aufweitung des Strahls teilweise kompensieren. Der Vergleich der Querschnittflächen in den jeweiligen Ebenen macht dies deutlich (s. Tabelle 6.2), es sei hier jedoch angemerkt, dass zwischen den ersten beiden Ebenen die Strahleinschnürung zu einem deutlichen Abnehmen des Querschnittes beiträgt.

Tabelle 6.2: Strahlquerschnitte

Stahlquerschnitt [mm ²]	Strahl 1	Strahl 2	Strahl 3	Strahl 4
Ebene E05	3149,14	3149,42	3149,73	3150,05
Ebene E06	3078,88	3075,10	3076,40	3078,47
Ebene E07	3082,28	3086,41	3091,05	3098,40

6.2.4 Verluste in der Verteilrohrleitung

Wesentliche Faktoren bei der Entstehung von Strömungsverlusten sind zum einen die geometrischen Gegebenheiten und zum anderen die Strömungsgeschwindigkeit. Der erste Faktor ist nicht nur durch die makroskopische Gestaltung oder Ausführung der verschiedenen Elemente gegeben, sondern wird auch entscheidend durch die Oberflächenstrukturen geprägt. Zusammenfassend tragen Fluidreibung, Ablösungen und Sekundärströmungen wesentlich zu den Verlusten bei. Diese äußern sich in einer Abnahme des Totaldrucks, welcher in weiterer Folge zu einer Abnahme der Stahlgeschwindigkeit führt. Nachdem bis zu vier Düsen im Einsatz sind, bedeutet das auch, dass daraus eine Ungleichverteilung des Wassers hervor geht.

Wie in Abschnitt 6.1.2 dargestellt wurde, kann der Verlust unterschiedlich dargestellt werden. Nachfolgend in Abbildung 6.22 wird die relative Darstellung der Verluste gewählt, bei dem die Abnahme des Totaldrucks auf den Totaldruck am Inlet bezogen wird.

Bei der Analyse des Polts in Bild 6.22 bestätigt sich, was bereits durch die Strömungsgeschwindigkeit aufgezeigt wurde. Bei einem ersten Blick fällt auf, dass der Verlust vom Inlet bis zur letzten Düse hin zunimmt, wobei dies sehr gleichmäßig geschieht. Das ist nicht ungewöhnlich, sondern vielmehr ein zu erwartendes Verhalten, da sich die Einbußen in der Rohrleitung über deren Länge aufsummieren. Das zeigt sich später auch am abnehmenden Durchsatz von der ersten zur letzten Düse. An den Rohrbögen und den Verzweigungen kann man keine übermäßig mit Verlusten behaftete Zonen erkennen. Es bestätigt sich dadurch, dass keine maßgeblichen Ablösungen auftreten. Diese führen in der Regel zu größeren, lokalen Verluste.

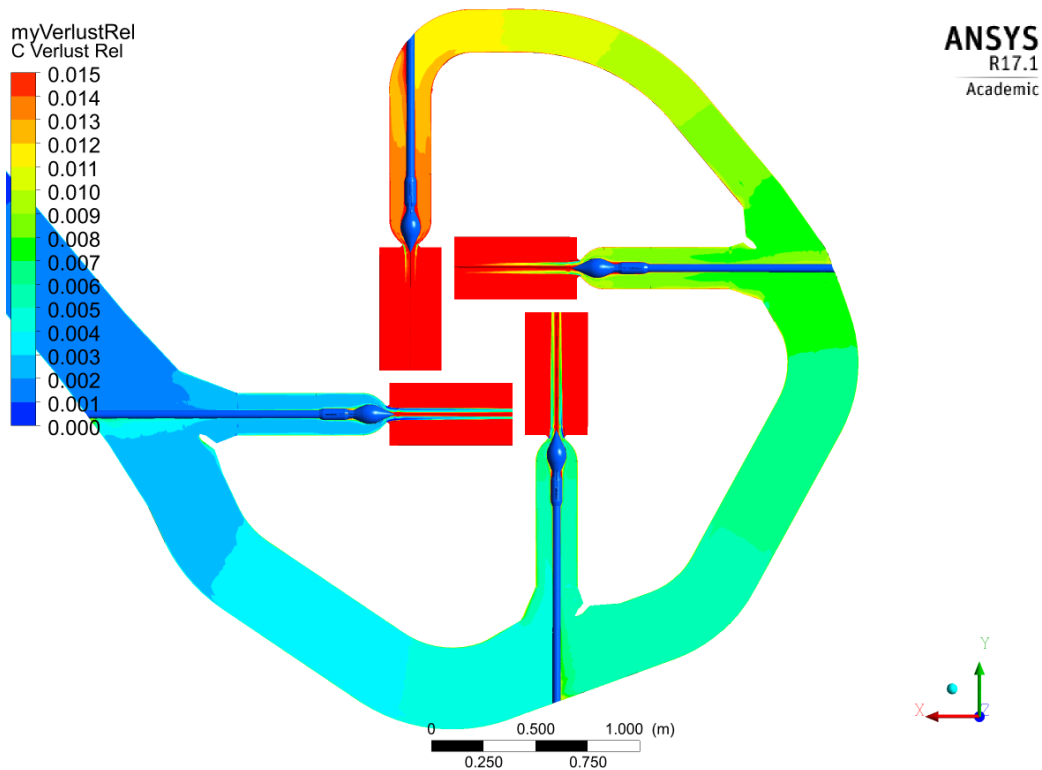


Bild 6.22: Relative Strömungsverluste in der Mittelebene

Wie schon der Geschwindigkeits-Plot zeigte, nehmen im Nachlauf der Düsennadeln bzw. deren Betätigungsstangen die Verluste zu. Hier muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass hier nur die Mittelebene betrachtet wird, in der auch die Betätigungsstangen der Düsennadeln liegen. Betrachtet man Ebenen parallel zur Mittelebene, die darüber oder darunter liegen, ist der Verlust nicht zu erkennen, was wiederum bedeutet, dass es sich um eine lokale Verlustquelle handelt.

Die Zunahme der Geschwindigkeit im vorderen Bereich der Düsen wirkt sich natürlich auch auf die Entstehung von Verlusten aus, die mit dem Quadrat der Geschwindigkeit zunehmen.

Eine Genaue Aufschlüsselung der Verluste ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Die eingetragenen Werte entsprechen den relativen Verlusten in den jeweiligen Querschnitten bezogen auf das Inlet (s. Abbildung 6.1). Wie bereits erwähnt, werden die Verluste mittels Totaldruck ermittelt, wobei hier die über den Massenstrom gemittelten Totaldrücke in den betrachteten Querschnitten verwendet werden.

Die Werte der Tabelle 6.3 sind im Diagramm in Abbildung 6.23 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Verluste in der Rohrleitung zunächst nur geringfügig zunehmen, wobei im letzten Abschnitt der Rohrleitung zwischen der vorletzten und der letzten Düse etwas größere Verluste auftreten. In den jeweiligen Düsen selbst ist das Verhalten bezüg-

Tabelle 6.3: Relative Verluste in der Verteilrohrleitung

Position	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
<i>E01</i>	0,26 %	0,56 %	0,84 %	1,28 %
<i>E02</i>	0,29 %	0,60 %	0,88 %	1,34 %
<i>E03</i>	0,35 %	0,67 %	0,96 %	1,43 %
<i>E04</i>	0,97 %	1,30 %	1,60 %	2,08 %

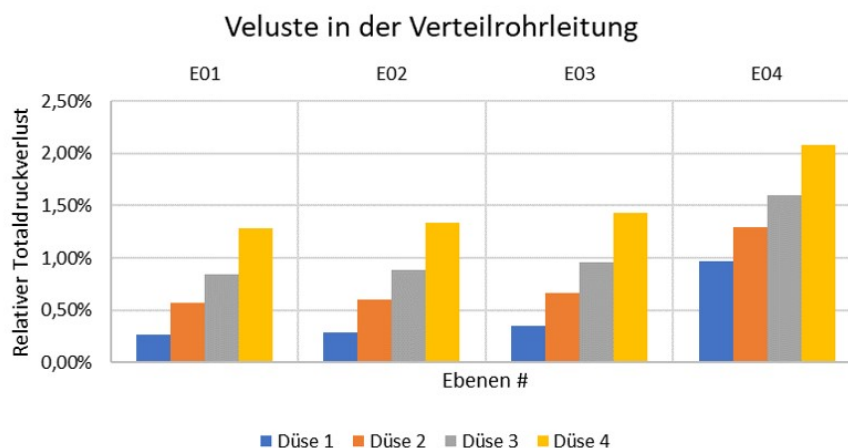


Bild 6.23: Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung

lich der Einbußen sehr vergleichbar. Vom Verlassen des Verteilers bzw. des Bogens bis nach dem Führungskreuz in *E03* kann nur eine geringe Änderung beobachtet werden. Im Austritt der Düse kann bei allen Düsen ein stärkerer Totaldruckabfall beobachtet werden. Das ist in diesem Bereich erwartbar, da zwischen Ebene *E03* und *E04* die Strömung am stärksten beschleunigt wird und bei hohen Geschwindigkeiten die Fluid-Reibungsverluste überproportional zunehmen. Der Bereich außerhalb der Rohrleitung muss bei dieser Betrachtung außer Acht gelassen werden. Da in diesem Bereich zwei Phasen vorliegen, ist die Aussage bzw. die Interpretation des Plots in Abbildung 6.22 schwierig.

6.3 Quervergleich mit anderen Betriebspunkten

Da in diesem Abschnitt bis hierher nur Daten eines Betriebspunkts gezeigt und kommentiert wurden, werden im Anschluss Vergleiche zu bestimmten Lastfällen gezogen. Dabei werden jene Betriebspunkte ausgewählt die deutlich vom bereits betrachteten abweichen.

Zunächst soll dazu ein Betriebspunkt mit zwei abgeschalteten Düsen betrachtet und später die Auswirkungen der größeren bzw. kleineren Düsenöffnung anhand unterschiedlicher Daten analysiert werden.

6.3.1 Zweidüsiger Betrieb

Stellvertretend für jene Betriebspunkte, bei denen eine oder mehrere Düsen abgeschaltet sind, wird an dieser Stelle das Ergebnis der Simulation mit 72 % Düsenöffnung und lediglich zwei geöffneten Düsen betrachtet. Damit besteht die Möglichkeit des Vergleichs mit den zuvor gezeigten Ergebnissen, da es sich um die gleichen Öffnungsquerschnitte handelt.

Strömungsgeschwindigkeit

In Abbildung 6.24 ist Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene der Verteilrohrleitung geplottet. Der dargestellte Wertebereich reicht von 0 – 5 m/s.

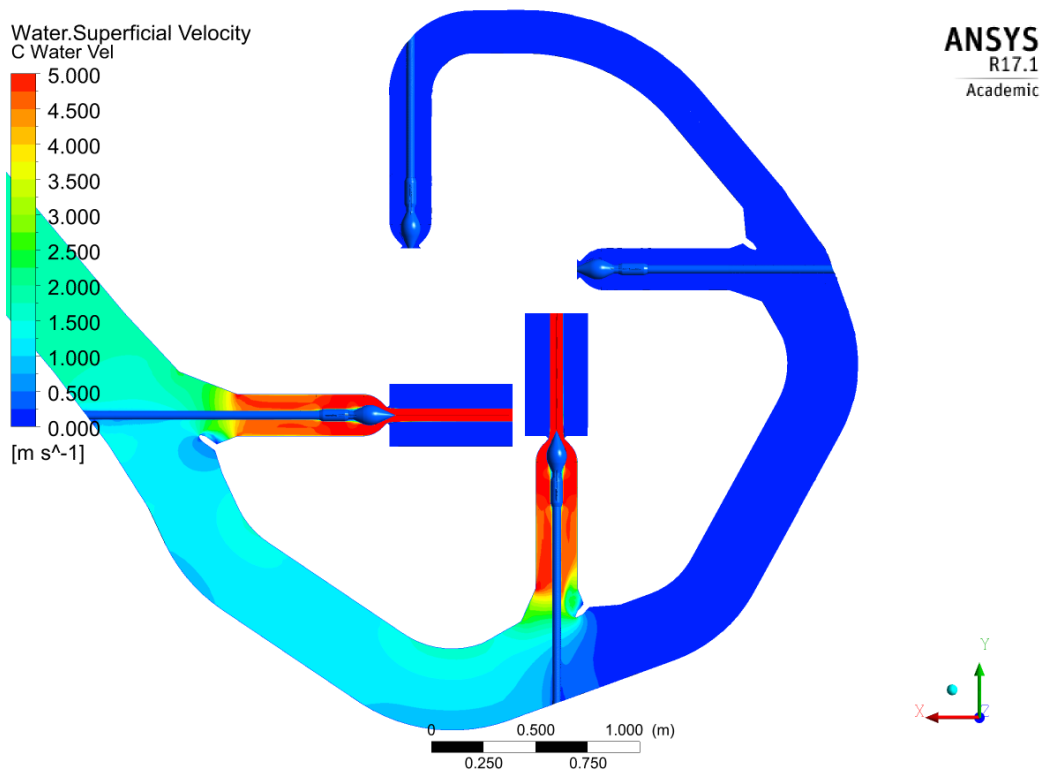


Bild 6.24: Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene im zweidüsigen Betrieb

Man kann anhand der Darstellung der Geschwindigkeit sehr gut erkennen, dass die letzten beiden Düsen in Strömungsrichtung verschlossen sind. So ist die Geschwindig-

keit in diesem Bereich bereits ab der zweiten Düse Null. An der zweiten Düse kann man auch sehr deutlich die Rückwirkung des Betriebsfalls auf die zweite Düse erkennen. Es stellt sich an dieser Stelle ein gewisser Rückstau ein, der auch den Bereich vor der zweiten Düse beeinflusst. Man kann dies sehr gut am Geschwindigkeitsabfall an der Außenseite der Rohrleitung erkennen.

Grundsätzlich kann hier angemerkt werden, dass die Geschwindigkeit in der Rohrleitung geringer ist als im vierdüsigem Referenzfall. Das resultiert aus dem in etwa halbierten Durchfluss. Vergleicht man die Geschwindigkeitsplots der beiden Fälle, so lässt sich hier auf Grund der um rund 2 m/s geringeren Geschwindigkeit natürlich ein geringerer Geschwindigkeitsgradient im Strömungsfeld erkennen. Das bezieht sich vor allem auf die Bereiche an den Rohrbögen zwischen der ersten und der zweiten Düse.

Nach den Verteilern der Düse sind die Tendenzen sehr ähnlich zu jenen, die auch im vierdüsigem Betrieb auftreten. An der zweiten Düse kann man in Abbildung 6.24 jedoch eine etwas andere Zuströmung erkennen. Betrachtet man die Seite rechts der Düsennadel, so ist zu sehen, dass sich eine Zone geringerer Geschwindigkeit weiter in den Zulauf zur Düse hineinzieht. Das beeinflusst, wie man im Anschluss erkennen kann, auch die Ausbildung von Sekundärströmungen. Gleich wie im vierdüsigem Fall können auch hier keine Ablösezone beobachtet werden.

Die Geschwindigkeit der beiden Strahlen ist in Tabelle 6.4 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Strahlgeschwindigkeit geringfügig höher ist als im vierdüsigem Fall, was durch geringere Verluste bei der Zuströmung erklärt werden kann, wie weiter unten gezeigt wird.

Tabelle 6.4: Strahlgeschwindigkeit bei zweidüsigem Betrieb

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
Geschwindigkeit [m/s]	43,44	43,42	–	–

Auf die nähere Behandlung der Geschwindigkeits-Situation in den Strahlen wird hier verzichtet, da die Unterschiede zum Basisbetriebsfall äußerst gering sind.

Sekundärströmungen

Die Situation bezüglich der Sekundärströmungen stellt sich etwas anders dar als im Referenzfall mit vier Düsen. Zur Analyse sind nachfolgend die Plots der Umfangsgeschwindigkeit für die Düse 1 und die Düse 2 auf den Ebenen $E01$, $E02$ und $E03$ in den Abbildungen 6.25 und 6.26 dargestellt. Die Plots zeigen auch hier die Umfangsgeschwindigkeit mit einem Wertebereich von $-0,1 - 0,1$ m/s und normierte Vektorpfeile, welche die Projektion der Strömungsgeschwindigkeit abbilden.

Werden die Plots der ersten Düse in Abbildung 6.25 betrachtet, so sind die Tendenzen sehr ähnlich zu jenen, die auch im vierdüsigem Fall auftreten. Auf Ebene $E01$ kurz nach

dem Verteiler ist die Intensität der Umfangsgeschwindigkeit etwas geringer.

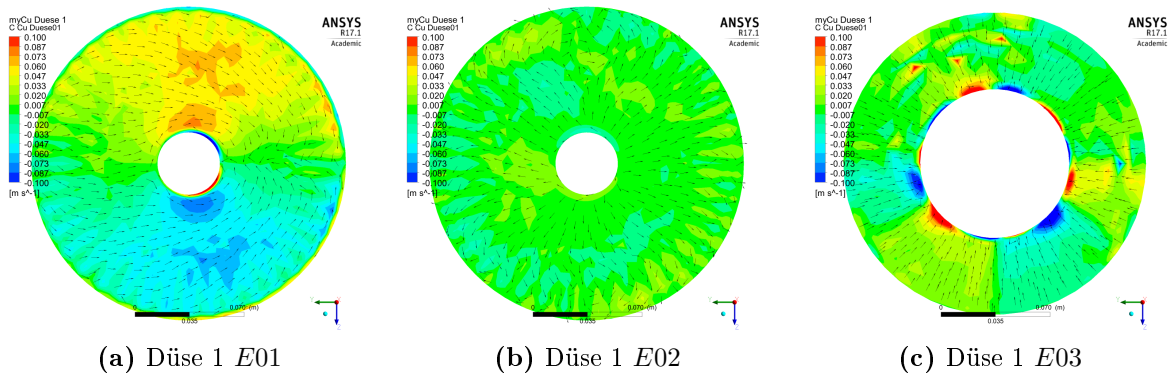


Bild 6.25: Sekundärströmungen in der ersten Düse im zweiseitigen Betrieb

Auf den anderen beiden Ebenen ist die Situation nahezu ident. Das ist sowohl für die Umfangsgeschwindigkeits-Komponenten, als auch für die Strömungsrichtung gültig. Auch die Wirbelstrukturen auf Ebene *E03* stimmen sehr gut überein.

Eine andere Situation liegt für Düse 2 vor, die spürbar durch die Strömungssituation am Verteiler geprägt wird. In Abbildung 6.26a zeigt sich eine stärker ausgeprägte Wirbelstruktur, die gut mit dem zuvor dargestellten Geschwindigkeitsplot übereinstimmt. Für die Ebenen *E02* und *E03* ergibt sich eine ähnliche Situation, wie bereits zuvor beschrieben wurde. Die Umfangsgeschwindigkeit reduziert sich deutlich und auch die Strömungsstruktur ändert sich im Vergleich zu dem aus Abschnitt 6.2.2 bekannten Bild. Es ist hier anzunehmen, dass die Beschleunigung der Strömung und die Umströmung des Führungskreuzes zu einem derart dominanten Strömungsbild führen, dass die Effekte, die aus der Zuströmung resultieren, nicht mehr erkannt werden können.

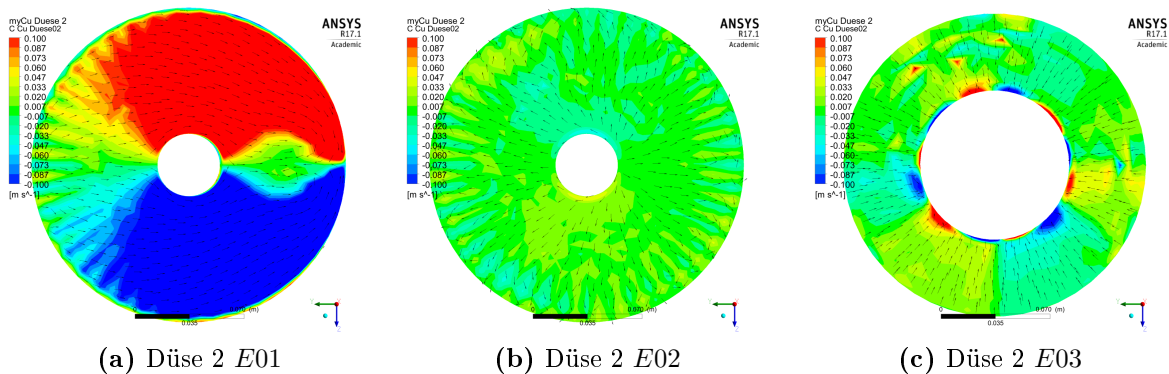


Bild 6.26: Sekundärströmungen in der zweiten Düse

Führt man die Betrachtung fort und vergleicht die Sekundärströmungen im Strahl, so stellt man fest, dass diese kaum von jenen des Basisbetriebsfalls unterschieden werden können. Das wird durch Abbildung 6.27 und 6.28 verdeutlicht.

Auf Grund dessen kann auch davon ausgegangen werden, dass die wirksamen Effekte die selbigen sind. Es lässt sich in gleicher Weise feststellen, dass die Zonen höherer Umfangsgeschwindigkeit kleiner werden oder die Beträge von Cu abnehmen. Gleichzeitig kommt es zu einer zunehmenden Abweichung der Strahlform vom idealen Kreisquerschnitt.

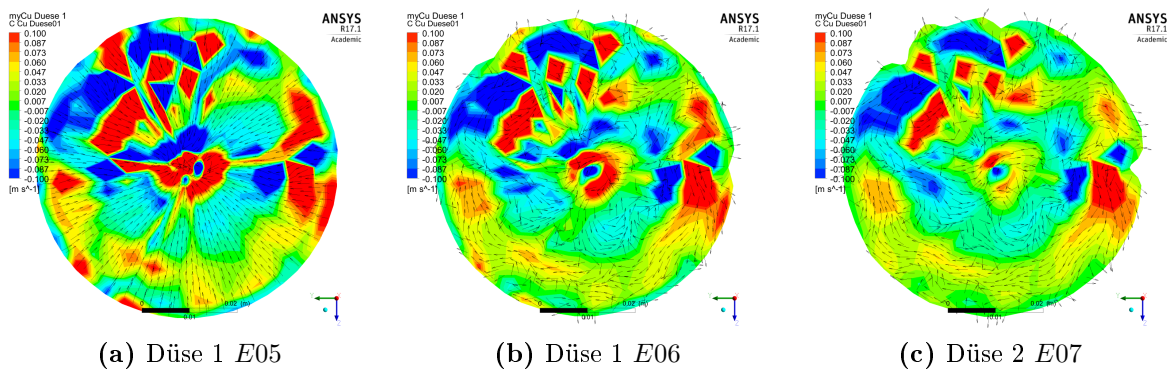


Bild 6.27: Sekundärströmungen im Strahl 1

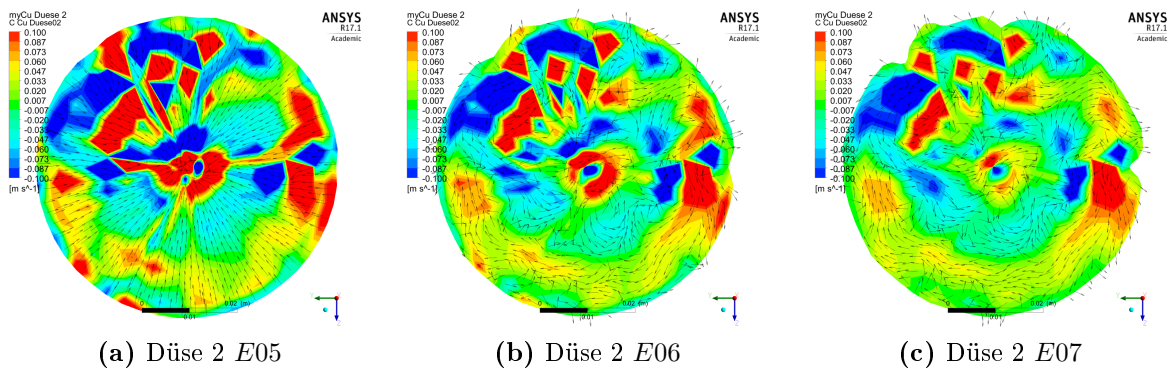


Bild 6.28: Sekundärströmungen im Strahl 2

Strahlform im zweidüsigen Betrieb

Abbildung 6.29 zeigt die Strahlform in den Ebenen $E05$, $E06$ und $E07$. Dabei zeigt die blaue Kurve den Strahlquerschnitt auf der ersten Ebene, die rote Kurve den Querschnitt auf der zweiten Ebene und die grüne Kurve die Strahlform auf der letzten Ebene. Für die Darstellungen gelten die gleichen Randbedingungen wie in Abschnitt 6.2.3 erklärt wurde.

Wie bereits die vorangegangene Analyse der Sekundärströmungen und der Geschwindigkeit vermuten lässt, ergibt sich auch für die Strahlform ein sehr ähnliches Bild wie im Falle der vierdüsigen Anordnung. Man kann auch hier, wie bereits in Abschnitt 6.2.3

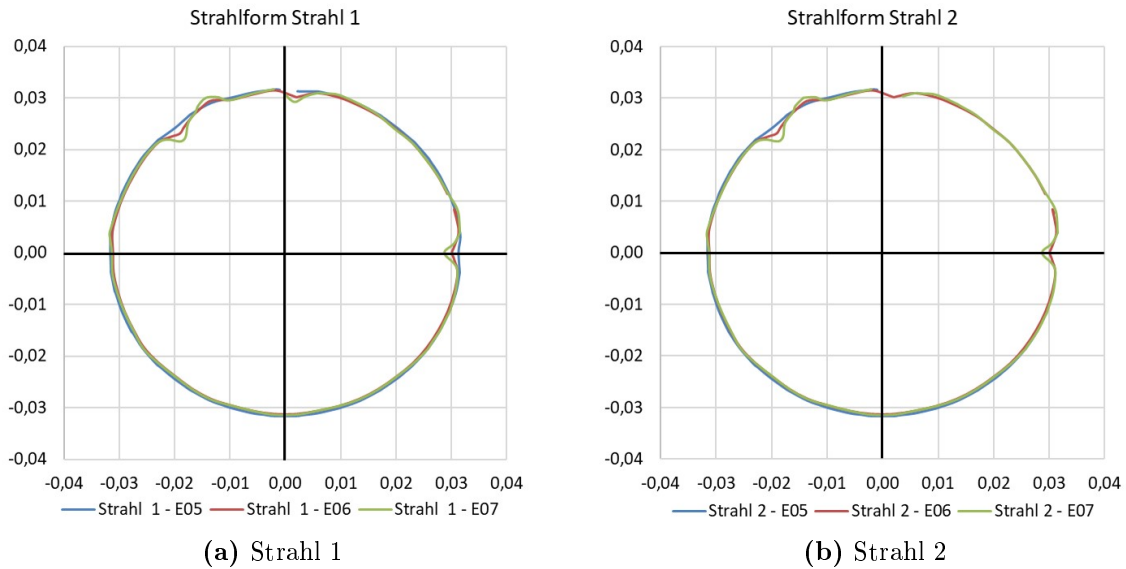


Bild 6.29: Strahlquerschnitte von Strahl 1 & Strahl 2 im zweidüsigen Betrieb

ersichtlich war, drei Einbuchtungen in der Strahloberfläche erkennen. Die Positionen dieser deckt sich sehr gut mit jenen im Referenzfall. Die blaue Kurve weist keine bzw. nur äußerst geringe Anzeichen einer Formabweichung des Strahles auf. Mit zunehmendem Abstand vom Düseanaustritt kann man jedoch erkennen, dass die Einbuchtungen in der Strahloberfläche deutlicher werden.

Bereits die Darstellung der Sekundärströmungen ließ vermuten, was hier zu erkennen ist. Die abweichenden Zuström-Bedingungen an der zweiten Düse haben am Ende keinen merklichen Einfluss auf die Strahlform.

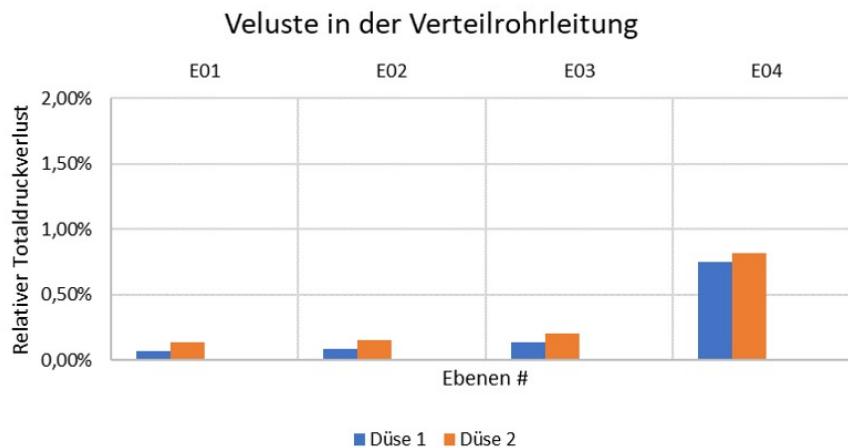
Verluste in der Verteilrohrleitung

Bei diesem Lastfall ist zu erwarten, dass die Verluste in der Rohrleitung entsprechend geringer ausfallen, als im vierdüsigen Fall (s. 6.2.4). Dass kann auf den verminderten Durchfluss zurückgeführt werden. Die Zunahme des Verlustes in den jeweiligen Düsen, sollte jedoch vergleichbar sein. Zum einen, da die gleichen geometrischen Bedingungen vorliegen und zum anderen, auf Grund der in etwa gleichen Ausströmgeschwindigkeit.

Diese Erwartungen werden durch die relativen Verluste, welche durch die auf den Totaldruck am Inlet bezogenen, Massenstrom gemittelten Totaldrücke in den Auswertebenen gegeben sind, in Tabelle 6.5 und das Diagramm in Abbildung 6.30 bestätigt. Es zeigt sich, dass die Verluste in diesem Fall deutlich geringer sind als im Referenzfall. Die Tendenzen stimmen jedoch gut überein. Bis zu jenem Bereich nach dem Führungskreuz bzw. zu Ebene E03 ist die Zunahme der Strömungsverluste äußerst gering. Im letzten Abschnitt der Düse, in dem die Beschleunigung der Strömung und die Aus-

Tabelle 6.5: Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei zweidüsigem Betrieb

Position	Düse 1	Düse 2
<i>E01</i>	0,07 %	0,13 %
<i>E02</i>	0,09 %	0,16 %
<i>E03</i>	0,14 %	0,20 %
<i>E04</i>	0,75 %	0,82 %

**Bild 6.30:** Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung für den zweidüsigem Fall

bildung des Strahls vor sich geht, steigen die Verluste in etwa gleichem Maße wie im Referenzfall um rund 0,6 Prozentpunkte an.

Zusammenfassung

Im Zuge der Auswertung der Ergebnisse des zweidüsigem Betriebsfalls mit einer Düsenöffnung von 72 % stellt sich heraus, dass die Abschaltung ein oder mehrerer Düsen nur geringfügige Auswirkungen auf die Ausbildung des Strahls hat. Durch die Abschaltung von Düsen verursacht der Rückstau von Wasser in der Rohrleitung eine Beeinflussung der Zuströmung der letzten aktiven Düse. Es zeigt sich jedoch, dass dieser Einfluss auf das endgültige Verhalten keine bzw. kaum spürbare Auswirkungen hat. Somit ergibt sich ein nahezu identes Strahlbild mit Bezug auf den Basisbetriebsfall. Ein merkbarer Unterschied ergibt sich bei den Verlusten in der Verteilrohrleitung. Die geringere Strömungsgeschwindigkeit äußert sich in deutlich geringeren Verlusten.

6.3.2 Betrieb mit voller Düsenöffnung

Nachdem in diesem Abschnitt ausschließlich Ergebnisse mit 72% Öffnung der Düsen behandelt wurden, werden in diesem Abschnitt die Charakteristiken bei voller Düsenöffnung betrachtet. Dabei sollen vor allem jene Dinge analysiert werden, die sich vom Basisbetriebsfall deutlich unterscheiden. Es werden die Erkenntnisse im Anschluss auf den Basisbetriebsfall bezogen und mit diesem verglichen, soweit das sinnvoll erscheint.

Strömungsgeschwindigkeit bei voller Düsenöffnung

Bei voll geöffneten Düsen erhöht sich entsprechend der Durchfluss in den Düsen, womit auch ein größerer Durchfluss in der Rohrleitung einher geht. Es treten demnach höhere Strömungsgeschwindigkeiten in der Rohrleitung und den Komponenten der Düse auf. Die Geschwindigkeitssituation in der Mittelebene ist in Abbildung 6.31 dargestellt, wobei im Plot ein Wertebereich von 0 – 5 m/s erfasst wird.

Man kann in der Darstellung der Strömungsgeschwindigkeit gut erkennen, dass das Geschwindigkeitsniveau höher liegt als im Basisbetriebspunkt. Das zeigt sich vor allem in den Zuleitungen zu den Düsen nach den Verteilern und im Rohrstück zwischen

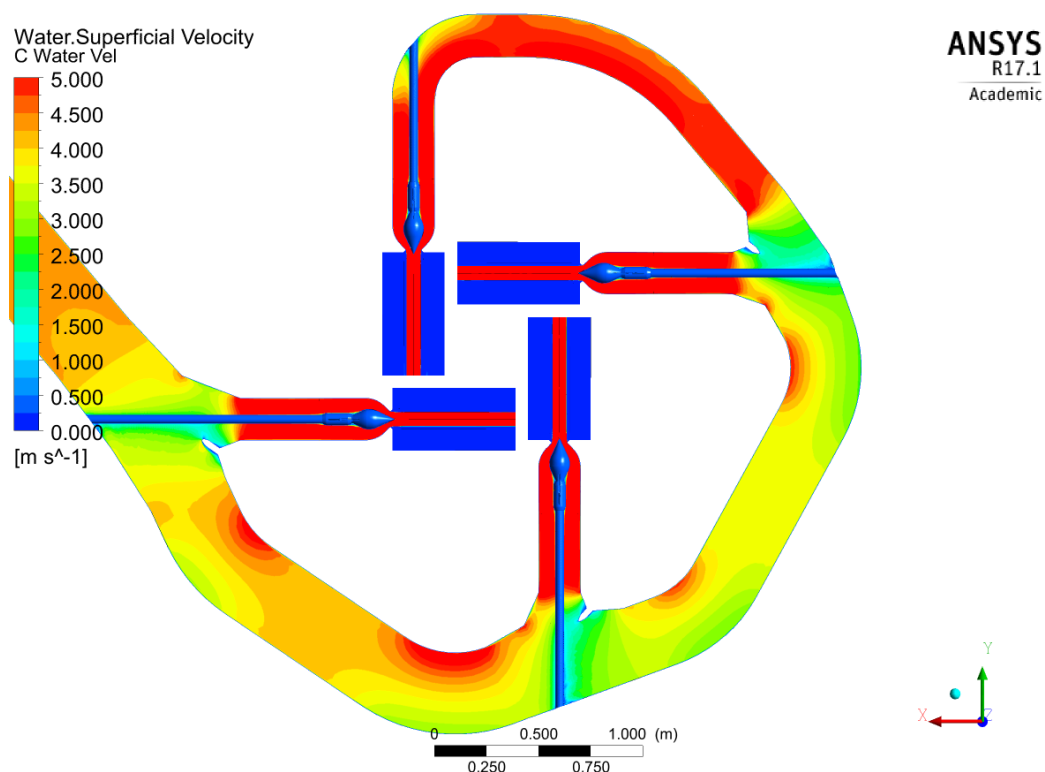


Bild 6.31: Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene bei 100 % Düsenöffnung

Verteiler 3 und der letzten Düse. Bei den Krümmungen in der Rohrleitung treten – wie auch bei den anderen Betriebsfällen – an der Innenseite der Rohrleitung höhere Geschwindigkeiten auf, wobei hier größere Gradienten von Innenseite zur Außenseite zu erkennen sind.

Die Strömung an den Krümmungen der Rohrleitung und an den Übergängen zwischen den Verteilern und Düsen beginnt auch in diesem Lastfall nicht abzulösen. Das spricht für eine gute geometrische Auslegung der Verteilrohrleitung. Darüber hinaus sind die Verhältnisse sehr ähnliche wie in Abschnitt 6.2.1 gezeigt ist, jedoch mit einem höheren Niveau der Strömungsgeschwindigkeit.

Betrachtet man jedoch die Geschwindigkeitsverteilung in den einzelnen Strahlen, so kann man einen Unterschied zum Basisbetriebsfall feststellen. In den Abbildungen 6.32 bis 6.35 sind die Geschwindigkeiten auf den Strahlquerschnitten auf den Ebenen *E05*, *E06* und *E07* dargestellt. Die Spanne der abgebildeten Skala reicht dabei von 25 – 45 m/s. Für die Darstellung der Plots gilt auch hier, dass die Betrachtung in Strömungsrichtung des Strahls erfolgt.

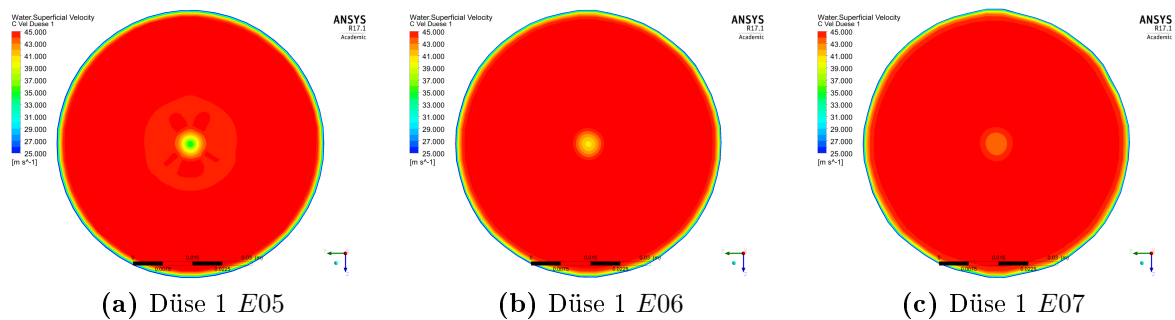


Bild 6.32: Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse bei 100 % Düsenöffnung

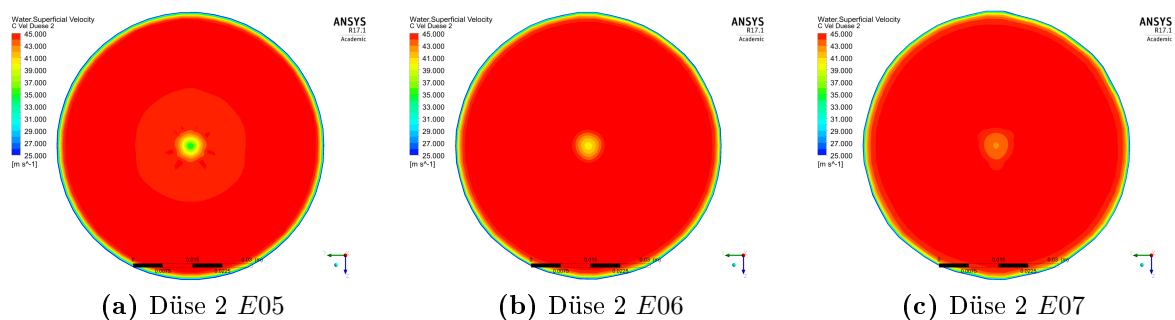


Bild 6.33: Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse bei 100 % Düsenöffnung

Betrachtet man die verschiedenen Plots nun etwas genauer und vergleicht diese mit jenen des Basisbetriebsfalls, so kann man erkennen, dass mit zunehmender Strahllänge bzw. Zeit die Nachlaufdecke nach der Düsennadel zunehmend kleiner wird. D. h.,

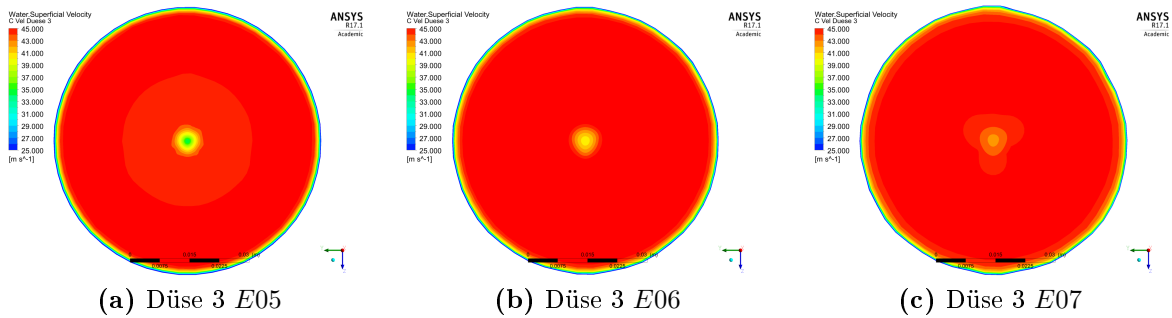


Bild 6.34: Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse bei 100 % Düsenöffnung

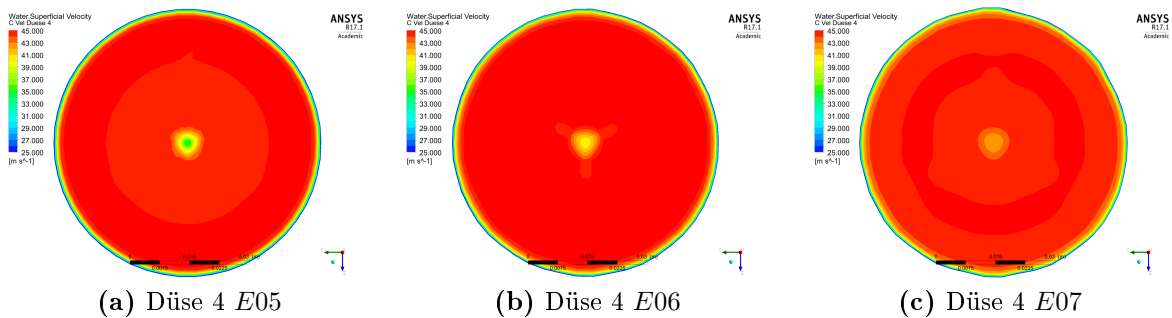


Bild 6.35: Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse bei 100 % Düsenöffnung

das Geschwindigkeitsfeld im Stahl wird mit der Ausbreitung des Strahls homogener, wie dies auch bei den anderen Lastfällen geschieht. Anders ist hier jedoch, dass die Verteilung über die gesamte Strahllänge gleichmäßiger erscheint als dies bei 72 % Düsenöffnung der Fall ist. Das gilt sowohl für die Geschwindigkeitsdifferenz als auch für die Größe des Bereichs, der von der Nachlaufdüse erfasst wird. Es erscheint auch die Randschicht des Strahls, die eine abnehmende Geschwindigkeit aufweist, etwas dünner als im Basisbetriebsfall.

Besonders deutlich kann man dies am Verlauf der relativen Geschwindigkeiten des Strahls in Abbildung 6.36 erkennen. Es ist dabei der Mittelwert, das Minimum und das Maximum der relativen Strahlgeschwindigkeit als Funktion vom Strahlradius aufgetragen, wobei die mittlere Strahlgeschwindigkeit als Bezugsbasis dient. Es werden hier die Plots des ersten Strahles stellvertretend für die übrigen Strahlen auf den Ebenen E05 und E06 betrachtet.

In Abbildung 6.49a ist im Strahlzentrum im Mittel eine deutlich höhere Geschwindigkeit gegeben, als dies im Basisbetriebspunkt der Fall ist. Zudem ist der Verlauf des Mittelwerts im übrigen Bereich des Radius annähernd konstant, bevor am Strahlrand die Geschwindigkeit wieder abfällt. In Ebene E06 – bei etwa der halben, dargestellten Strahllänge – ist die Geschwindigkeit im Strahlkern nur noch geringfügig kleiner als der Mittelwert. Eine mögliche Erklärung des besseren Verhaltens in dieser Hinsicht könnte aus der größeren Düsenöffnung resultieren, bei der die Düsennadel kaum über die Ab-

lösekante im Düsenmundstück emporragt. Es fällt auch auf, dass der Mittelwert, das Minimum und das Maximum an der Phasengrenze enger aneinander liegen. Das kann zum einen auf eine kompaktere Geschwindigkeits-Grenzschicht an der Phasengrenze zu Luft aber auch durch den günstigeren Strahlquerschnitt verursacht werden.

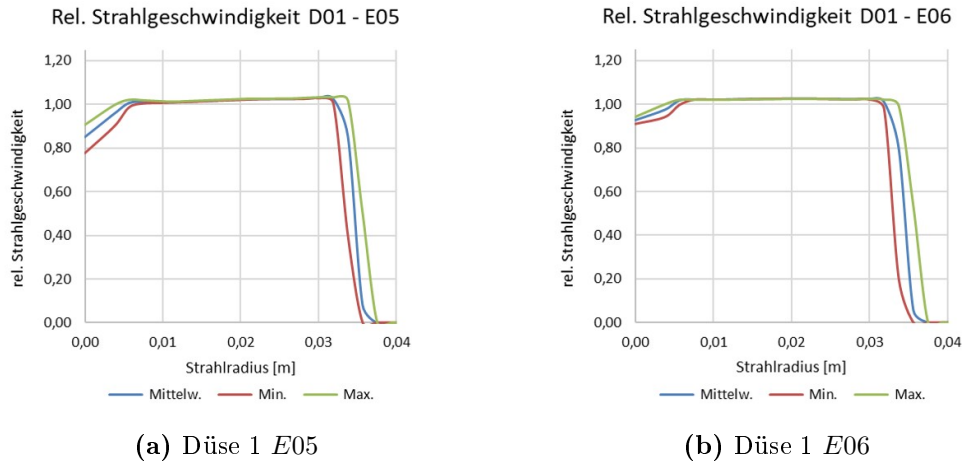


Bild 6.36: Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls bei 100 %-Düsenöffnung

Die absoluten Werte der mittleren Strahlgeschwindigkeit sind in nachfolgender Tabelle 6.6 dargestellt.

Tabelle 6.6: Strahlgeschwindigkeit bei voller Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
Geschwindigkeit [m/s]	44,41	44,27	44,12	43,90

Sekundärströmungen bei voller Düsenöffnung

Werden die gleichen Betrachtungen für die Düsen angestellt, die auch in den vorangegangenen Analysen betrachtet wurden, stellt man fest, dass sich hier die Situation bezüglich der Sekundärströmungen in den Düsen gleich präsentiert. Es besteht lediglich der Unterschied, dass die Beträge der Umfangsgeschwindigkeit etwas größer sind als im Basisbetriebsfall. Es kann aber auch hier die größte Intensität von C_u nach dem zweiten Verteiler beobachtet werden. Für Ebene $E03$ ergibt sich erneut eine relativ neutrale Situation, die keine ausgeprägte Umfangskomponente aufweist.

Gänzlich anders sieht die Situation bei der Betrachtung der Sekundärströmungen im Strahl aus. Aus diesem Grund wird nachfolgend in Abbildungen 6.37 bis 6.40 die Umfangskomponente mit den normalisierten, projizierten Strömungsvektoren auf den Ebenen $E05$, $E06$ und $E07$ dargestellt.

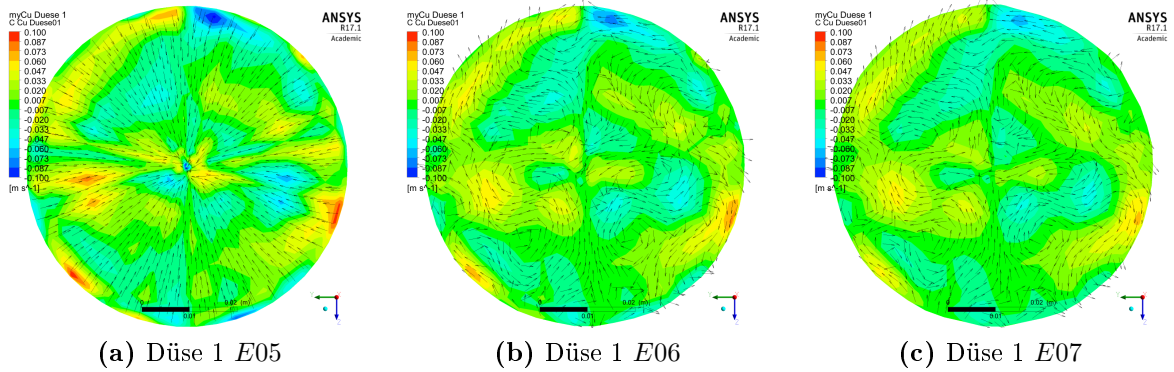


Bild 6.37: Sekundärströmung im Strahl 1 bei voller Düsenöffnung

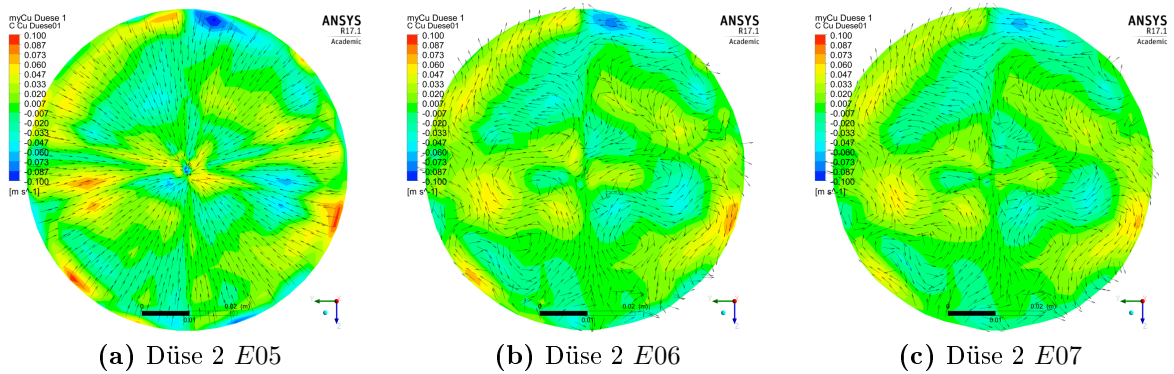


Bild 6.38: Sekundärströmungen im Strahl 2 bei voller Düsenöffnung

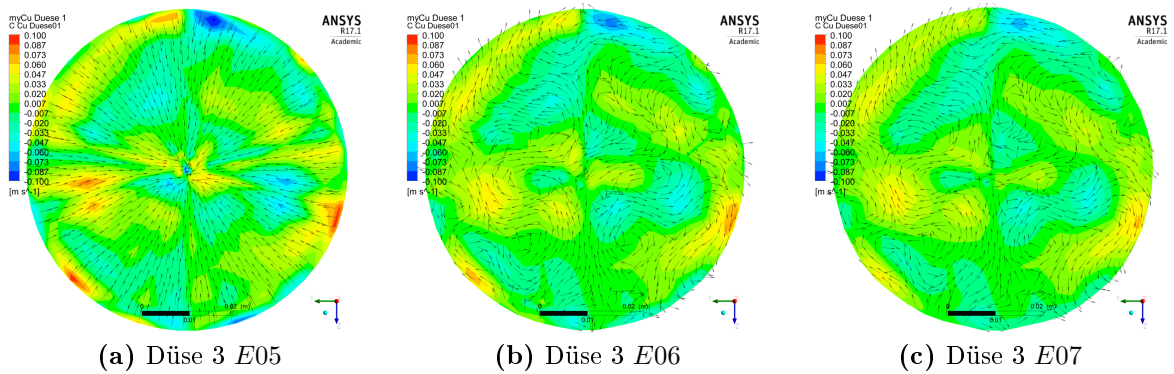


Bild 6.39: Sekundärströmungen im Strahl 3 bei voller Düsenöffnung

Verglichen mit den zuvor analysierten Ergebnissen zeigt sich hier ein sehr ausgewogenes Bild für die Cu -Plots in den Strahlquerschnitten. Es sind in keinem der Plots Zonen mit ausgeprägten Umfangsgeschwindigkeits-Komponenten zu erkennen. Es hat demnach den Anschein, dass der höhere Durchfluss eine günstigere Situation bzw. ein besseres Strahlbild liefert. Auch der Vergleich der verschiedenen Düsen zeigt ein äußerst

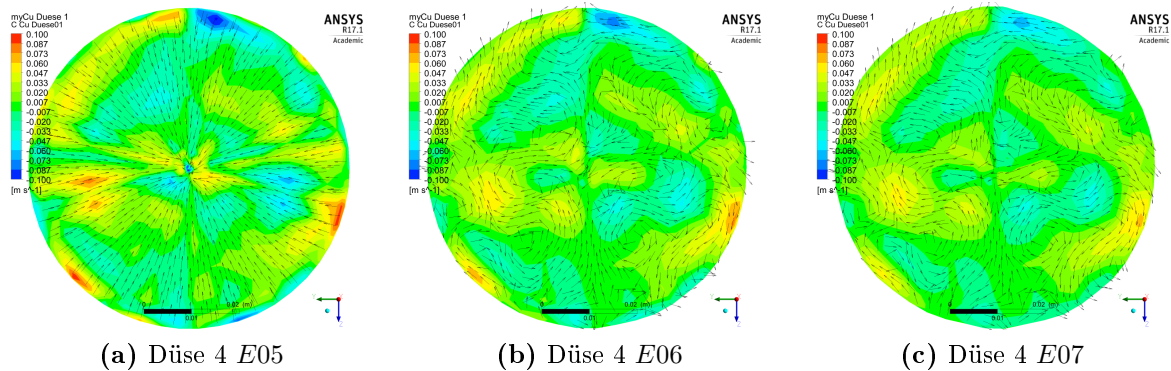


Bild 6.40: Sekundärströmungen im Strahl 4 bei voller Düsenöffnung

gleichmäßiges bzw. ähnliches Verhalten.

Bei genauerer Betrachtung kann man bei zwölf, vier und acht Uhr, also an Positionen, die mit den Profilen des Führungskreuzes korrelieren, kleine Wirbelstrukturen am äußeren Durchmesser des Querschnittes erkennen. Diese sind auf der Ebene *E05* deutlicher zu sehen, und kommen in den nachfolgenden Ebenen abgeschwächt zur Geltung. Eine erkennbare Rückwirkung des Führungskreuzes in der Strömungsstruktur des Stahls konnte bei den vorherigen Ergebnissen nicht erkannt werden. Offensichtlich geht davon keine merkbare Beeinflussung der Strahlform aus, bzw. die Strömung wird durch andere Effekte dominiert.

Strahlform bei voller Düsenöffnung

In Abbildung 6.41 und 6.42 sind die Strahlquerschnitte an den Ebenen *E05*, *E06* und *E07* dargestellt. Es gelten dabei die gleichen Bedingungen bezüglich der Darstellung wie in den vorangegangenen Ausführungen.

Die Diagramme bestätigen was bereits aus den vorherigen Abschnitten hervor ging. Bei voller Düsenöffnung weisen die Strahlen einen sehr günstigen Querschnitt auf. Wie die Abbildung 6.31 zeigt, liegt auch in diesem Fall keine Abweichung von der idealen Strahlachse vor. Zusammen mit dem gleichmäßigen Geschwindigkeitsprofil ergeben sich damit sehr günstige Verhältnisse für das Zusammenspiel aus Strahl und Becher bzw. für die Energiewandlung. Die geringen Umfangsgeschwindigkeiten im Strahl und die gegebene Strahlform legen nahe, dass ein Zusammenhang zwischen den Sekundärströmungen und der Verzerrung der Strahlform besteht.

Eine mögliche Erklärung für die günstigeren Verhältnisse im vorliegenden Fall, könnte vom größeren Öffnungsquerschnitt der Düse ausgehen. Durch die weiter zurück liegende Düsennadel, ragt diese auch nicht weit über jene Kante des Düsenmundstückes empor, an welcher der Strahl ablöst. Damit wird die Länge, an der der Strahl an der Düsennadelspitze nur einseitig geführt wird, reduziert.

Es zeigt sich auch an diesem Beispiel, wie in Abschnitt 6.2.3, dass bei dieser Dar-

stellung kaum eine Strahlaufweitung zu erkennen ist. Durch den höheren Durchfluss je Düse kann auch der Effekt der Strahleinschnürung nicht mehr so deutlich erkannt werden.

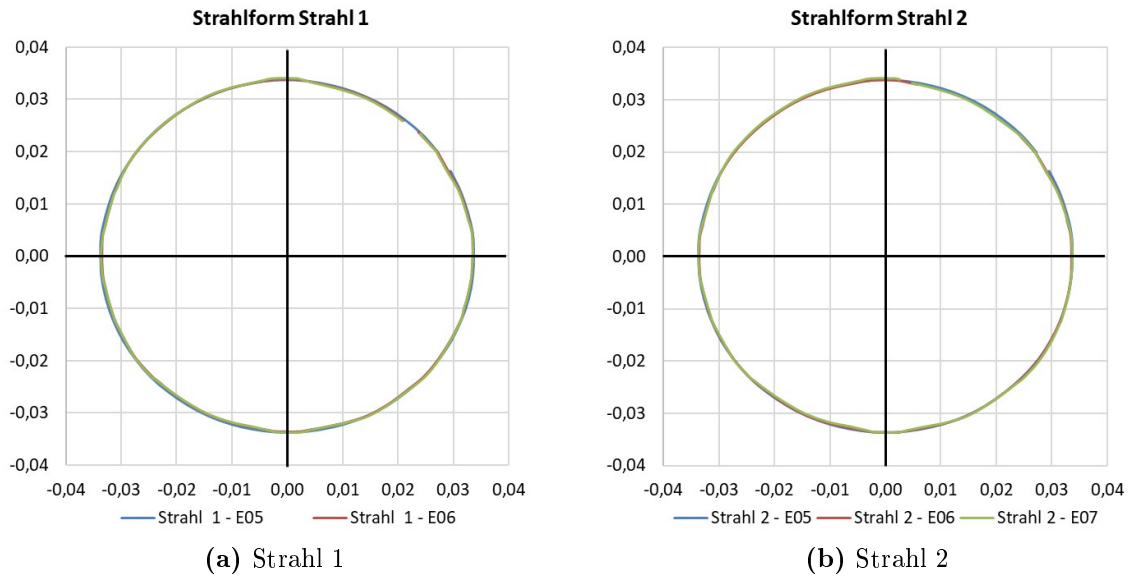


Bild 6.41: Strahlquerschnitte von Strahl 1 & Strahl 2 bei voller Düsenöffnung

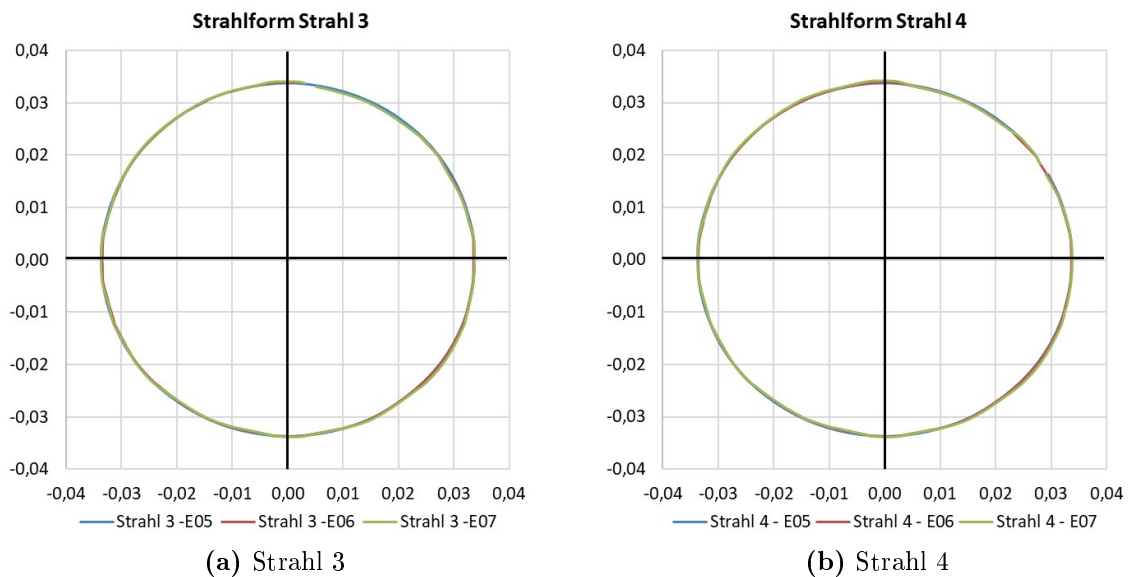


Bild 6.42: Strahlquerschnitte von Strahl 3 & Strahl 4 bei voller Düsenöffnung

Verluste bei voller Düsenöffnung

Wie bereits gezeigt wurde, liegen bei 100 % Düsenöffnung höhere Strömungsgeschwindigkeiten vor. Das führt in weiterer Folge auch zu einem Anstieg der Strömungsverluste in der Rohrleitung und der Düse. Die Entstehung der Verluste erfolgt nach den gleichen Mechanismen wie im Basisbetriebsfall, weshalb hier auf die Darstellung des Plots der relativen Verluste verzichtet wird. An dieser Stelle werden die Verluste in den Düsen und deren Zuleitung – wie auch zuvor – nur in Tabelle 6.7 und mittels Diagramm in Abbildung 6.43 diskutiert.

Tabelle 6.7: Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung

Position	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
<i>E01</i>	0,49 %	1,06 %	1,60 %	2,46 %
<i>E02</i>	0,53 %	1,12 %	1,68 %	2,56 %
<i>E03</i>	0,62 %	1,22 %	1,80 %	2,73 %
<i>E04</i>	1,13 %	1,75 %	2,35 %	3,29 %

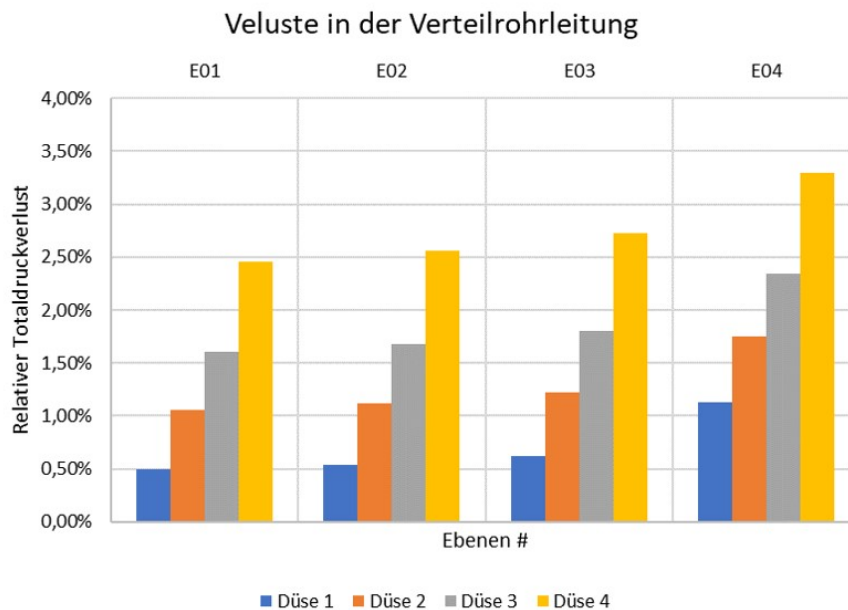


Bild 6.43: Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung

Man kann sehr gut erkennen, dass die Strömungsverluste in der Rohrleitung und den Verteilern deutlich höher liegen als bei einer Düsenöffnung von 72 % (s. Tabelle 6.3

und 6.5). Auch zwischen Ebene $E02$ und $E03$ treten etwas größere Einbußen auf. In diesen Bereichen ist die höhere Strömungsgeschwindigkeit für die größeren Verluste verantwortlich. Betrachtet man den letzten Abschnitt zwischen Ebene $E03$ und $E04$, so liegen hier günstigere Bedingungen vor. Das ist auf die veränderten geometrischen Bedingungen im Düsenmundstück in Folge des größeren Düsenöffnungsquerschnitts zurückzuführen. Trotz der insgesamt deutlich größeren Verluste wie im Basisbetriebspunkt, liegt in diesem Fall eine höhere Strahlgeschwindigkeit vor.

Zusammenfassung

Die Analyse der Ergebnisse aus der Simulation der Verteilrohrleitung mit der maximalen Düsenöffnung hat gezeigt, dass unter diesen Betriebsbedingungen sehr günstige Strahleigenschaften erreicht werden. Das gilt sowohl für die Strahlform als auch für das Geschwindigkeitsprofil der Strahlen, welches sich als sehr homogen erwiesen hat. Wie zu erwarten war, liegen die Verluste insgesamt höher, wobei im stark verlustbehafteten Bereich des Düsenmundstücks durch die große Düsenöffnung eine Verbesserung der Bedingungen zu erkennen ist.

6.3.3 Betrieb bei halb geöffneter Düse

Nach der Betrachtung des Basisbetriebsfalls mit einer Düsenöffnung von rund 72 % und dem Lastfall mit voller Düsenöffnung wird hier das Verhalten der Verteilrohrleitung bei halber Öffnung der Düsen analysiert. Dazu werden, wie bereits zuvor, das charakteristische Verhalten aufgezeigt und Unterschiede zu den anderen Lastfällen erläutert. Es wird auch im Zuge der Analyse dieses Betriebspunkts versucht, eine Verbindung zu den anderen Lastfällen herzustellen.

Strömungsgeschwindigkeit bei halber Düsenöffnung

Kontrovers zum Lastfall mit voller Düsenöffnung liegt bei halber Düsenöffnung sinngemäß ein geringerer Durchfluss vor. Damit stellt sich auch eine entsprechend kleinere Geschwindigkeit in der Rohrleitung und der Düse ein.

Bei Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene der Verteilrohrleitung kann man feststellen, dass ähnliche Verhältnisse wie im Basisbetriebsfall vorliegen. Es ist dabei das geringere Geschwindigkeits-Niveau gut zu erkennen. An den Rohrbögen der Rohrleitung kann an der Bogeninnenseite wie schon bei den anderen Lastfällen eine Beschleunigung der Strömung erkannt werden. Es kommt auch in diesem Lastfall zu keinen Strömungsablösungen. In Abbildung 6.44 ist die Geschwindigkeitsverteilung in der Mittelebene der Verteilrohrleitung dargestellt. Es ist darin ein Wertebereich von 0 – 5 m/s aufgetragen.

Wesentlich auffälliger sind jedoch die Verhältnisse im Strahl. Es zeigt sich dabei, was bereits in den vorangegangenen Ergebnissen zu erkennen war. Vergleicht man die

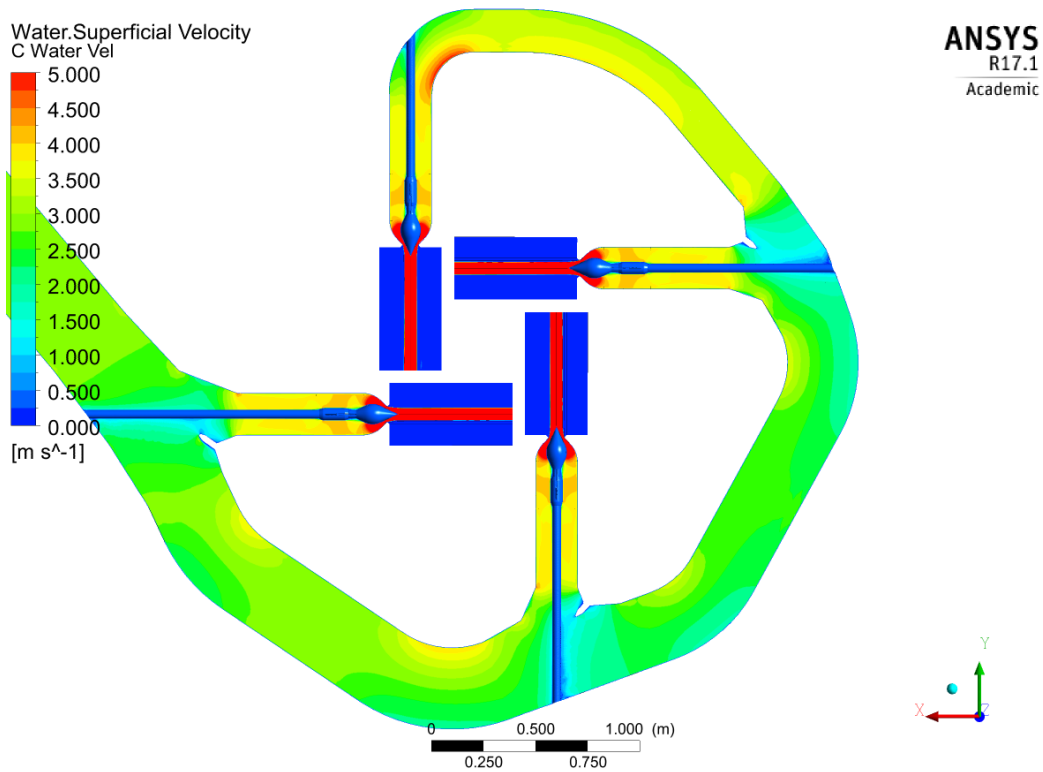


Bild 6.44: Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene bei 50 % Düsenöffnung

Geschwindigkeitsplots in den Strahlquerschnitten auf den Ebenen *E05*, *E06* und *E07*, so zeigt sich ein vergleichsweise inhomogenes Geschwindigkeitsfeld. Dazu werden im Anschluss die Geschwindigkeitsplots im Strahl in den Abbildungen 6.45 bis 6.48 dargestellt.

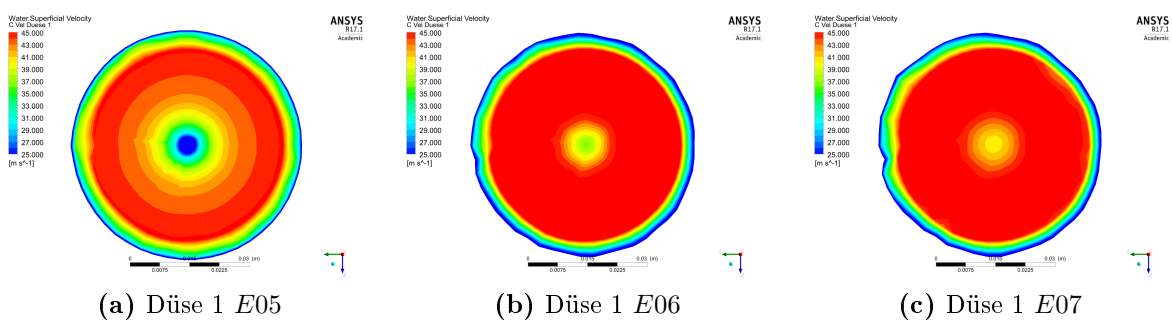


Bild 6.45: Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse bei 50 % Düsenöffnung

Betrachtet man die Geschwindigkeits-Plots eines Strahls, so ist im Strahlkern eine deutlich geringere Geschwindigkeit zu erkennen, als sich das bei den anderen Lastfällen dargestellt hatte. Für die erste Ebene *E05* kann dies durch die weiter vorstehende Dü-

6 Auswertung der Verteilrohrleitungs-Simulation

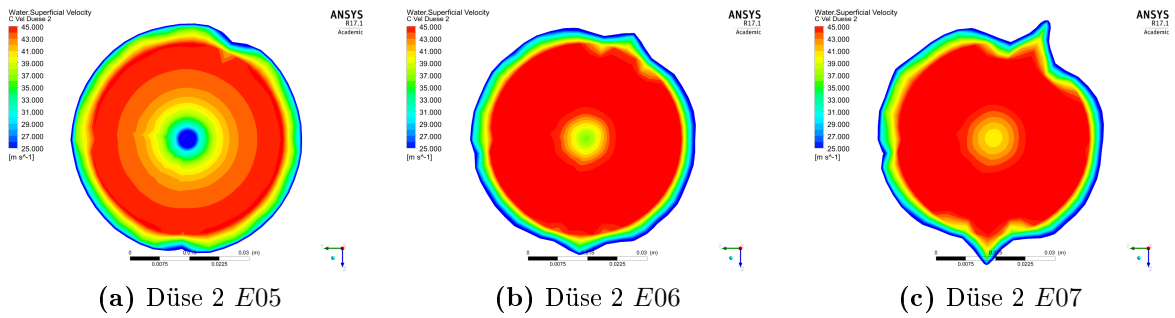


Bild 6.46: Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse bei 50 % Düsenöffnung

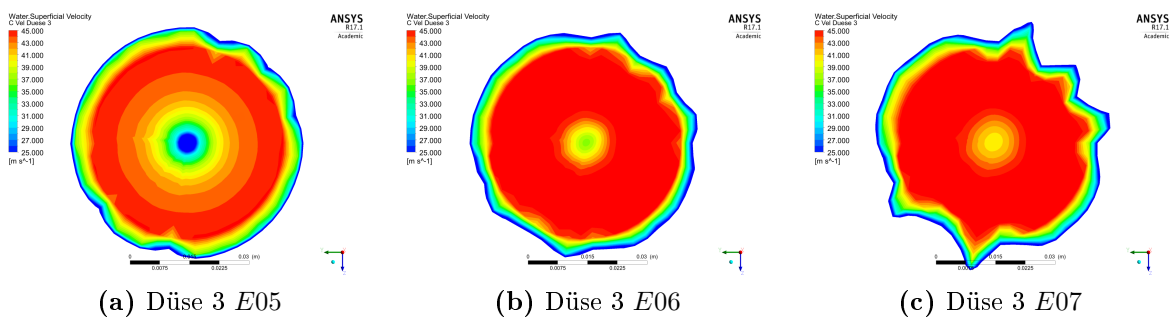


Bild 6.47: Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse bei 50 % Düsenöffnung

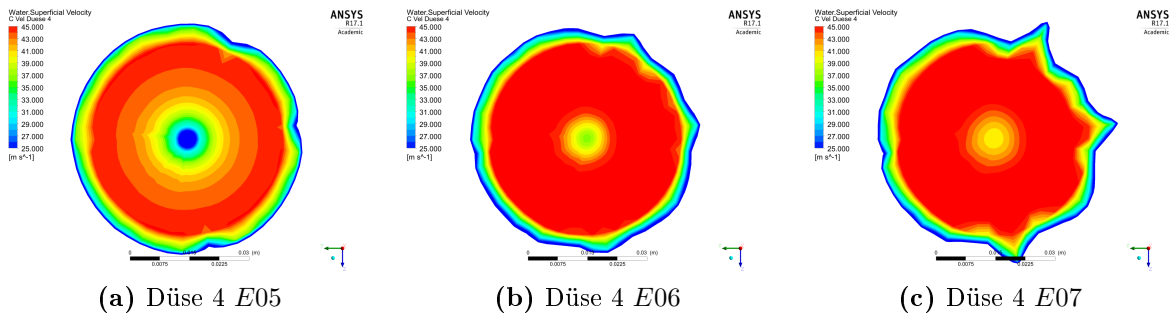


Bild 6.48: Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse bei 50 % Düsenöffnung

sennadel erklärt werden, womit die Einflusszone nach der Düsennadelspitze weiter an die Auswerteebene heranrückt. Über die Strahllänge wird dieser Effekt teilweise wieder ausgeglichen, allerdings bleibt am Ende eine größere Geschwindigkeitsdifferenz bestehen als im Basisbetriebsfall. Dieses Verhalten ist bei allen Strahlen gleichermaßen zu erkennen. Aber auch an der Phasengrenze zeigt sich ein ähnliches Bild. Am Strahlrand ist über die gesamte Länge des Strahls nach außen hin eine Abnahme der Geschwindigkeit zu erkennen. Ein derartiger Effekt ist natürlich zu erwarten. Es ist hier allerdings ein größerer, radialer Bereich erkennbar, in dem die Geschwindigkeit nach außen hin abfällt.

Auch für diesen Lastfall soll das Geschwindigkeitsprofil eines Strahls betrachtet werden. In nachfolgender Abbildung 6.49 ist, wie auch bei den anderen Lastfällen, der Mittelwert, das Minimum und das Maximum der relativen Strahlgeschwindigkeit als Funktion des Radius dargestellt.

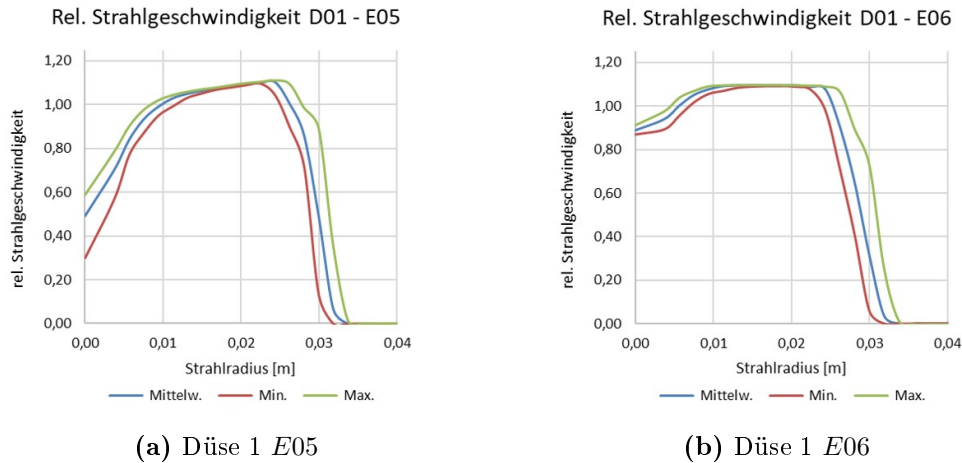


Bild 6.49: Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls bei 50 %-Düsenöffnung

Im linken Diagramm in Bild 6.49a sieht man einen drastischen Geschwindigkeits-Einbruch im Zentrum des Strahls. Wie bereits erwähnt wurde, darf dieser jedoch nicht überbewertet werden, da in diesem Fall die Düsennadelspitze relativ knapp an der Auswerteebene liegt. Allerdings ist auch in der Ebene E06 noch eine deutliche Variation der Geschwindigkeit über dem Strahlradius zu erkennen. Darüber hinaus ist auch der vergleichsweise flache Verlauf der Kurven am äußeren Strahlrand auffällig. Das bestätigt, was auch aus den obigen Abbildungen ableitet werden konnte.

Betrachtet man die absoluten Geschwindigkeiten der Strahlen, ermittelt an der Ebene E05, so zeigt sich, dass die Strahlgeschwindigkeit deutlich geringer ist als im Basisbetriebsfall oder bei voller Düsenöffnung. Das deutet auf größeren Verluste im Bereich der Düsen einschnürung hin. Das wird jedoch später noch genauer betrachtet.

Tabelle 6.8: Strahlgeschwindigkeit bei halber Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
Geschwindigkeit [m/s]	40,64	40,62	40,58	40,57

Sekundärströmungen bei halber Düsenöffnung

Wie schon zu Beginn der Auswertung der Verteilrohrleitung vermutet wurde und wie auch die Ergebnisse der Simulation bei voller Düsenöffnung zeigten, sind die Sekundär-

strömungen in den Düsen vom Durchfluss abhängig. Diese Verhalten zeigt sich auch in diesem Fall. Die Umfangsgeschwindigkeits-Komponenten sind etwas geringer als im Basisbetriebsfall. Die Gesamtsituation bezüglich der Sekundärströmungen ist jedoch sehr ähnlich wie bei den anderen Lastfällen. Die größte Intensität von Cu kann auch hier nach Verteiler 2 beobachtet werden. Auf der Ebene $E02$ vor dem Führungskreuz kann keine maßgebliche Wirbelstruktur erkannt werden.

In den Stahlquerschnitten sind bei diesem Lastfall wieder erhöhte Beträge der Cu -Komponenten zu erkennen. Dazu sind im Anschluss in den Abbildungen 6.50 bis 6.53 Plots der Umfangsgeschwindigkeit mit normierten Strömungsvektoren dargestellt.

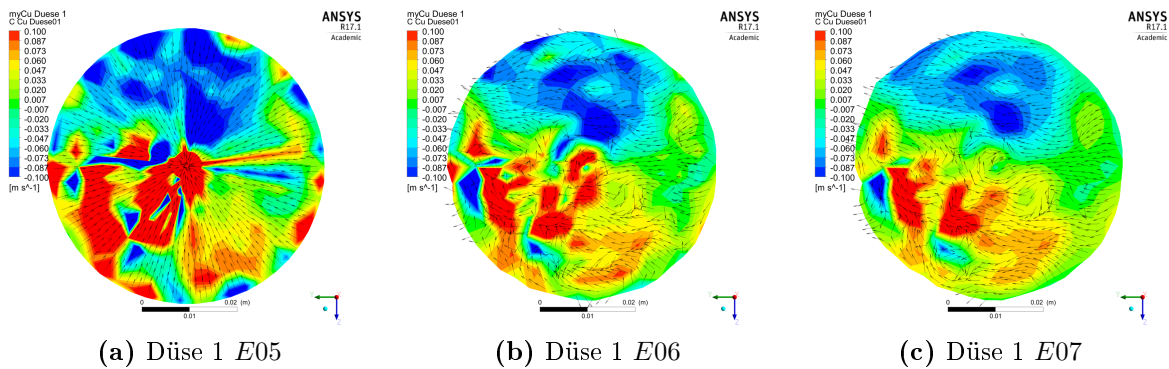


Bild 6.50: Sekundärströmung im Strahl 1 bei halber Düsenöffnung

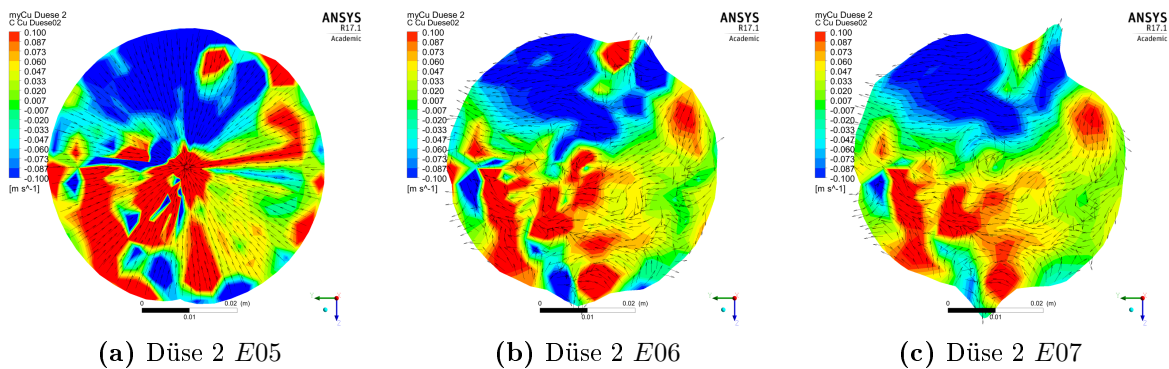


Bild 6.51: Sekundärströmungen im Strahl 2 bei halber Düsenöffnung

Bei diesem Lastfall ergeben sich einige Ähnlichkeiten im Vergleich mit den anderen Lastfällen. Man kann im Fall der Strahlen aus den ersten drei Düsen vergleichbare Zustände erkennen, wobei nach der Düse auf Ebene $E05$ teils größere Beträge der Umfangsgeschwindigkeiten auftreten. Die zeitliche Entwicklung des ersten Strahls zeigt dabei eine größere Vergleichmäßigkeit der Situation. Die Zonen höherer Intensität werden von $E05$ zu $E07$ etwas kleiner bzw. nimmt die Intensität zunehmend ab. Für

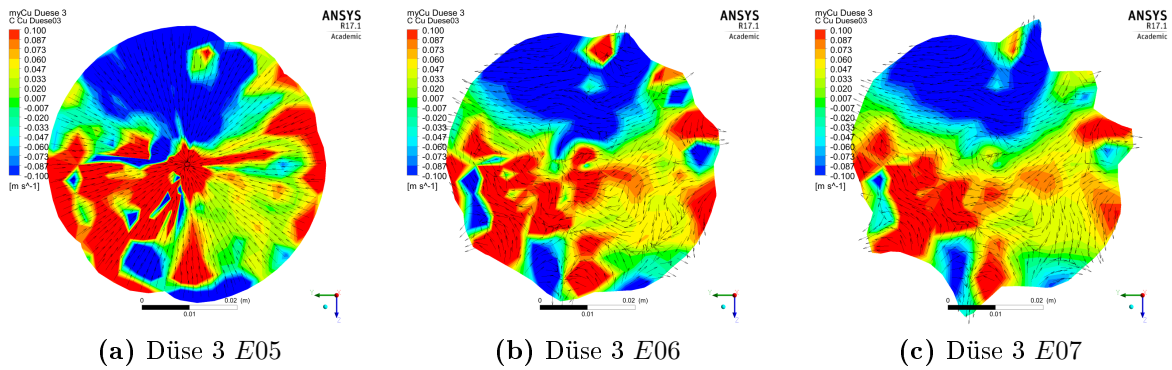


Bild 6.52: Sekundärströmungen im Strahl 3 bei halber Düsenöffnung

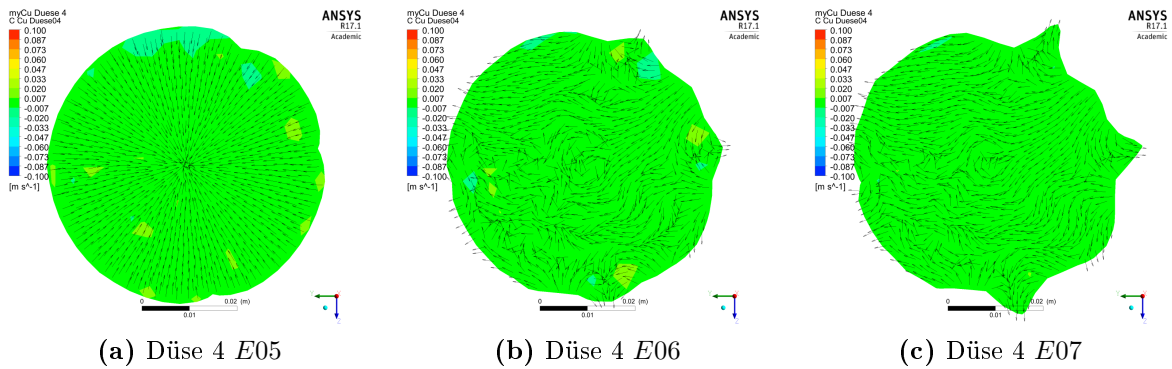


Bild 6.53: Sekundärströmungen im Strahl 4 bei halber Düsenöffnung

Strahl 2 und 3 tritt das in dieser Form nicht so stark auf. Es kommt zu einer Entwicklung der Sekundärströmungs-Situation, jedoch ist diese nicht so deutlich wie beim ersten Strahl. Das ist möglicherweise auch eine Ursache für die unterschiedliche Strahlform, die man bereits hier erkennen kann. Die Strahlform bei Strahl 2 bis Strahl 4 ist deutlich stärker verzerrt als beim ersten Stahl. Die Situation beim vierten Strahl widerspricht in gewisser Weise, was zuvor beschrieben wurde. Wie auch in anderen Lastfällen sind in Abbildung 6.53 keine ausgeprägten Sekundärströmungen bzw. Umfangskomponenten der Strömungsgeschwindigkeit erkennbar. Dennoch kommt es zu einer starken Abweichung von der idealen Strahlform.

Strahlform bei halber Düsenöffnung

Wie auch schon in den vorhergehenden Analysen wird ein genauerer Blick auf die Strahlform geworfen. Wie bereits festgestellt werden konnte, kommt es bei halb geöffneter Düse zu teils starken Verformungen des Strahls, sodass der Strahlquerschnitt deutlich vom Kreisquerschnitt abweicht. In den Abbildungen 6.54 bis 6.55 wird die Strahlform in den Ebenen E05, E06 und E07 dargestellt.

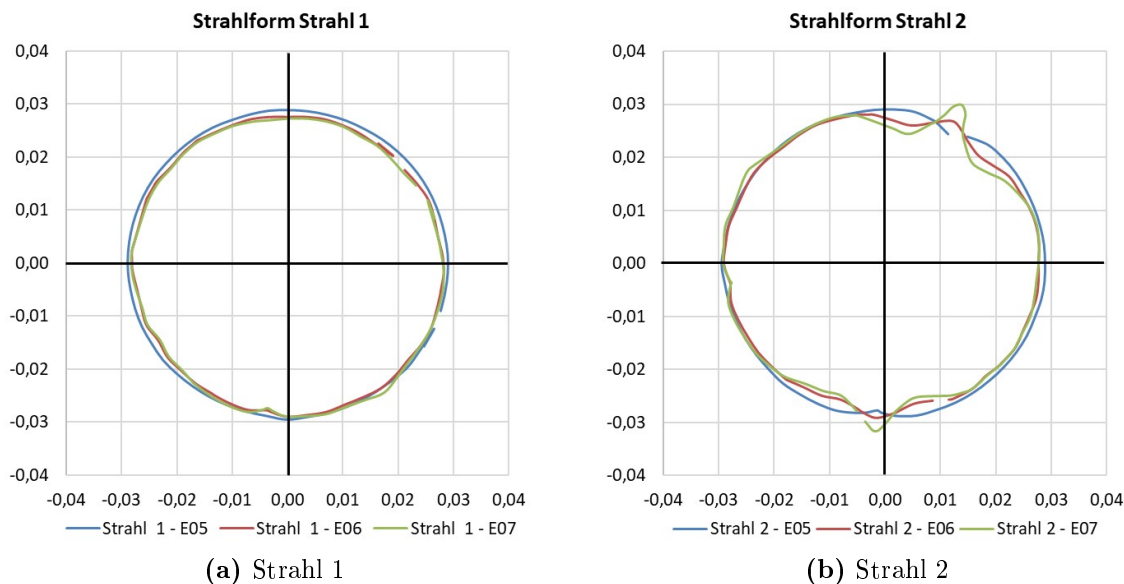


Bild 6.54: Strahlquerschnitt Strahl 1 & Strahl 2 bei halber Düsenöffnung

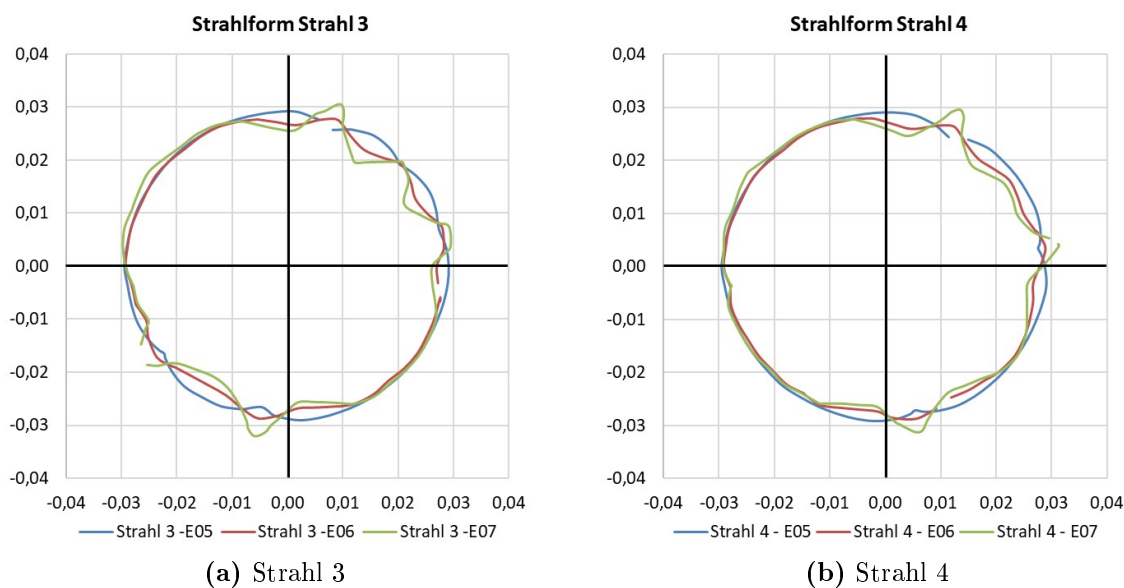


Bild 6.55: Strahlquerschnitt Strahl 3 & Strahl 4 bei halber Düsenöffnung

Bereits weiter oben wurde angesprochen, dass die Strahlform teilweise stark verzerrt ist. Besonders auffällig ist dabei der Unterschied zwischen dem ersten Strahl und den übrigen drei Strahlen. In Bild 6.54a sind die Strahlquerschnitte des ersten Strahls zu sehen, die eine gute Form aufweisen. Bei den übrigen Strahlen sind im ersten Quadranten und im unteren Bereich des Querschnitts Einbuchtungen bzw. hervorragende „Nasen“

in der Oberfläche zu erkennen. Stellt man den Vergleich zum Basisbetriebsfall bzw. zum Lastfall mit voller Düsenöffnung her, so erscheint dies außergewöhnlich, da sich bei diesen Lastfällen die Stahlform über alle Strahlen hinweg sehr gleichmäßig verhielt.

Es ist auch auffällig, dass in jenen Bereichen am Umfang wo Störungen auftreten, in der ersten Ebene nach der Düse *E05* zunächst Einbuchtungen bzw. Dellen in der Oberfläche zu erkennen sind. Auf der Ebene *E06* und *E07* treten an den gleichen Positionen nach außen gerichtete Abweichungen der Strahlform auf. Verbindet man die Strahlform mit der Strömungssituation in den Abbildungen 6.50 bis 6.53, so kann erkannt werden, dass die zuvor beschriebenen „Nasen“ immer im Staupunkt von zwei entgegengesetzt orientierte Sekundärströmungen auftreten.

Darüber hinaus ist an den Kurven der obigen Diagramme der Einfluss der Strahlein-schnürung zu erkennen, die bei der kleinsten Düsenöffnung am stärksten ausgeprägt ist.

Wird die Strahlform im Zusammenwirken mit der Geschwindigkeitsverteilung im Stahl betrachtet, so liegen hier weniger günstige Verhältnisse vor, als zuletzt bei voller Düsenöffnung.

Verluste in der Verteilrohrleitung bei halber Düsenöffnung

Zu Beginn dieses Abschnittes wurde gezeigt, dass in diesem Fall die Geschwindigkeit in der Verteilrohrleitung und den Düsen geringer ist als im Basisbetriebsfall. Das impliziert gleichermaßen auch geringere Verluste in diesen Elementen. Grundsätzlich treten jedoch die gleichen Mechanismen auf wie im Basisbetriebsfalls. Es ergibt sich daher ein vergleichbarer Plot der relativen Verluste. Auf eine Darstellung des Gleichen wird an dieser Stelle verzichtet. Anstelle dessen werden die Verluste in den Düsen in folgender Tabelle 6.9 wiedergegeben.

Tabelle 6.9: Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung

Position	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
<i>E01</i>	0,10 %	0,21 %	0,28 %	0,46 %
<i>E02</i>	0,12 %	0,23 %	0,30 %	0,49 %
<i>E03</i>	0,15 %	0,27 %	0,33 %	0,53 %
<i>E04</i>	0,85 %	0,97 %	1,02 %	1,24 %

Die relativen Verluste aus Tabelle 6.9 sind in Abbildung 6.56 dargestellt. Anhand der Werte bzw. im Diagramm ist gut zu sehen, dass die Verluste in diesem Lastfall deutlich geringer sind als in den übrigen Lastfällen. Das ist vor allem auf die geringere Strömungsgeschwindigkeit in der Verteilrohrleitung zurückzuführen. Das Diagramm in Abbildung 6.56 veranschaulicht, dass in den Düsen bis kurz nach dem Führungskreuz

kaum Verluste entstehen. Demgegenüber steht ein starker Anstieg des relativen Totaldruckverlustes im letzten Abschnitt der Düse. Der Verlust ist etwas größer als im Basisbetriebspunkt und deutlich größer im Vergleich zum Lastfall mit voller Düsenöffnung. Das bestätigt die Erkenntnis, die bereits im Abschnitt 6.3.2 gewonnen wurde. Die geänderten geometrischen Verhältnisse zwischen Düsennadel und dem Düsenmundstück und dabei vor allem die Abnahme des Öffnungsquerschnitts, führen zum Anstieg der Verluste. Es stellt sich bei kleiner Düsenöffnung ein geringeres Verhältnis aus durchströmtem Querschnitt im Düsenmundstück zur umgebenden, benetzten Wand ein. Damit nimmt auch der Einfluss der Wandreibung weiter zu. Dieser Effekt könnte auch Auswirkungen auf die Strahloberfläche haben.

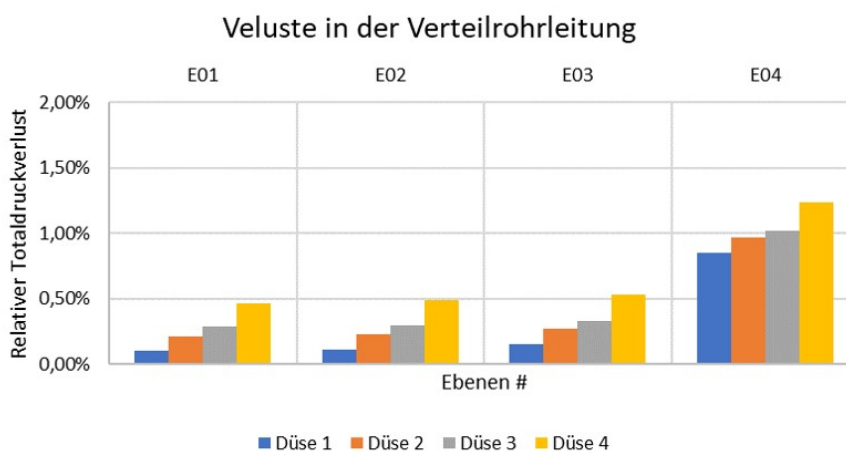


Bild 6.56: Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung bei halber Düsenöffnung

Zusammenfassung

Die Analyse der Ergebnisse aus der Simulation der Verteilrohrleitung mit halb geöffneter Düse zeigte, dass unter den gegebenen Bedingungen weniger günstige Verhältnisse in Bezug auf die Stahleigenschaften zu Stande kommen. Zum einen weicht der Strahlquerschnitt teils deutlich vom gewünschten Kreisprofil ab und zum anderen ist das vorliegende Geschwindigkeitsprofil inhomogener als bei den anderen Lastfällen. Insgesamt ergeben sich daraus weniger günstige Verhältnisse für die Strahl-Becher-Interaktion.

Aus Sicht der Verluste werden die Erwartungen an eine günstigere Situation als bei den anderen Lastfällen erfüllt. Hier liegen im Vergleich die geringsten Verluste vor. Es ist jedoch auffällig, dass trotzdem die geringste Strahlgeschwindigkeit erreicht wird.

6.4 Schlussfolgerung aus der VRL-Simulation

Die Simulation der Verteilrohrleitung hat einige Interessante Phänomene hervorgebracht. Zuallererst ist hier die offenbar gute Gestaltung der Rohrleitung hervorzuheben. In keinem der Lastfälle konnten Strömungsablösungen erkannt werden. Darüber hinaus erscheint die Zuströmung zu den Düsen als sehr günstig. So treten bei keinem Lastfall größere Verluste im Bereich des Führungskreuzes bzw. im Bereich der Verteiler auf. Die günstigste Zuströmung ergibt sich offenbar an der vierten Düse, in der bei keinem Lastfall ausgeprägte Sekundärströmungen zu erkennen sind.

Über die Stahlqualität, die sowohl die Strahlform als auch die Geschwindigkeitsverteilung einschließt, kann folgendes zusammengefasst werden. Die Ergebnisse der unterschiedlichen Lastfälle zeigen, dass mit abnehmender Düsenöffnung die Bedingungen für die Stahlausbildung ungünstiger werden. So zeigt die maximale Düsenöffnung kreisrunde Strahlquerschnitte bei allen Düsen und ein sehr ausgeglichenes Geschwindigkeitsprofil. Bei abnehmendem Düsenöffnungsquerschnitt erfährt die Strahloberfläche zunehmend Störungen und auch die Geschwindigkeit im Strahl stellt sich weniger homogen dar. Eine klare Ursache für diesen Zusammenhang kann nicht identifiziert werden. Mögliche Einflüsse, die hier eine Rolle spielen, sind vermutlich auf die Düse bzw. das Düsenmundstück zurückzuführen. Im letzten Abschnitt der Düse, in dem sich der Strömungsquerschnitt zunehmend verkleinert, werden bei kleineren Düsenöffnungsquerschnitten mehr Sekundärströmungen induziert als bei größeren Öffnungen, die in weiterer Folge die Ausbildung des Strahls beeinflussen. Ein möglicher Zusammenhang zwischen der inhomogenen Geschwindigkeit im Strahl und der Störung der Strahlform kann nicht ausgeschlossen werden.

Die Betrachtung des zweidüsigen Lastfalls hat gezeigt, dass durch die Abschaltung von ein oder mehrerer Düsen keine merkliche, nicht zu erwartende Beeinflussung des Verhaltens der Verteilrohrleitung verursacht wird. Die Strahlparameter haben sich als vergleichbar mit dem vierdüsigen Fall erwiesen. Ein merklicher Unterschied ergibt sich bei den Verlusten, was jedoch einfach zu erklären ist.

Eine Zusammenfassung quantitativer, charakteristischer Werte der unterschiedlichen Lastfälle wird im Anhang präsentiert.

7 Auswertung der Pelton-Laufrad-Simulation

Nach der Analyse der Ergebnisse aus den Verteilrohrleitungs-Simulationen werden an dieser Stelle die Daten aus den Simulationen des Laufrades analysiert und ausgewertet.

Dazu wird zunächst der Vergleich der verschiedenen Rechengitter für die Laufrad-Domain fortgeführt und eine detailliertere Betrachtung der Ergebnisse vorgenommen. Es werden dabei nicht nur die Drehmomentverläufe, sondern auch das Strömungsverhalten im bzw. aus dem Becher verglichen.

Daran anschließend werden verschiedene Lastfälle der Laufrad-Simulation ausgewertet und miteinander verglichen. Dabei liegt der Fokus auf dem Zusammenwirken von Strahl mit den Bechern, wie die Becher in den Strahl hineinschneiden, wie sich das Wasser im Becher ausbreitet, wie sich die Druckverteilung im Becher darstellt und wie das Wasser aus dem Becher wieder austritt. Zudem wird aufgezeigt, ob und in welcher Form Wasser, das aus dem Laufrad ausgetreten ist, mit dem Laufrad interagiert.

Um das übersichtlich darstellen zu können, ist im Anschluss ein Basisbetriebsfall detailliert dargestellt und analysiert. Dieser Lastfall wird dann als Referenz für andere Lastfälle verwendet. Auch von der Simulation des Laufrades liegen Ergebnisse zu verschiedenen Lastpunkten vor (s. Tabelle 5.8). Es werden daher nur ausgewählte Resultate präsentiert, wobei jene Lastfälle dargestellt werden, die einen möglichst großen Erkenntnisgewinn erwarten lassen.

7.1 Grundlagen zur Auswertung

Für die Auswertung werden auch hier unterschiedliche Größen herangezogen, die in weiterer Folge auf verschiedenen Flächen geplottet werden. Anders als bei der Verteilrohrleitung werden hier keine Ebenen zur Darstellung der Auswertegrößen verwendet, sondern vielmehr die Bechergeometrie selbst bzw. jene Hüllfläche, welche die Phasengrenze zwischen Wasser und Luft darstellt.

7.1.1 Wichtige Größen zur Auswertung

Wie soeben erwähnt wurde, werden zur Auswertung unterschiedliche Größen zur Beschreibung des Strömungsverhaltens herangezogen. Diese sind im Anschluss definiert bzw. beschrieben.

Strömungsgeschwindigkeit

Die Strömungsgeschwindigkeit ist auch in diesem Fall naturgemäß eine entscheidende Größe. Anders als bei den Betrachtungen der Ergebnisse der Verteilrohrleitung liegt hier ein stehendes und ein rotierendes System vor. Damit kann die Geschwindigkeit entsprechend auf eines der beiden System bezogen werden. Im vorliegenden Fall wird die Strömungsgeschwindigkeit auf das stationäre System bezogen, wobei die „Water.Velocity in STN Frame“ verwendet wird.

Druck

Eine weitere wichtige Größe für die folgende Auswertung ist der Druck. Dieser wird für die Darstellung des Impulsaustausches an der Laufradoberfläche verwendet.

Volume Fraction

Im Grunde gelten für die Ergebnisse in diesem Abschnitt die gleichen Grundsätze bezüglich der Darstellung der Phasengrenze, wie im Abschnitt 6.1.3 erklärt wurde. Es wird auch hier ein Phasenanteil von Wasser $\alpha_F = 0,5$ verwendet, um den Übergang von Wasser zu Luft abzubilden.

Drehmoment

Das Drehmoment stellt eine aussagekräftige Größe zur Bewertung der Laufradgeometrie dar. Sie wird jedoch auch zum Vergleich verschiedener Geometrie-Topologien bzw. unterschiedlicher Gitterstrukturen herangezogen, wie bereits im Abschnitt 5.4.1 zu sehen war.

Das resultierende Drehmoment am Laufrad wird aus der Summe der Drehmomente, die auf die Becheroberfläche um die negative z-Achse wirken, ermittelt. Die Auswertung und der Vergleich der Drehmomente erfolgt im Anschluss für das gesamte Laufrad. Da bei den meisten Berechnungen nur ein Viertel bzw. ein Achtel des Laufrades abgebildet wurde, wird das resultierende Drehmoment aufgewertet. Umfasst das Setup lediglich ein Viertel des Laufrad-Umfangs und nur eine Becherhälfte (Achtel-Modell), so wird das Drehmoment mit dem Faktor 8 aufgewertet. Am Ende erhält man damit eine gute Vergleichsbasis und einen Bezug zum realen Laufrad.

Darüber hinaus wird auch das Drehmoment der einzelnen Becher betrachtet. Dadurch soll ein besseres Verständnis für das aktuelle Drehmoment und auftretende Verluste unter Beachtung der vorliegenden Strahl-Becher-Interaktion geschaffen werden. Aus diesem Grund erfolgte eine Aufteilung der Becheroberfläche in die „Becherinnenseite“ und die „Becheraußenseite“. Erstere ist jener Teil der Oberfläche, an welchem der größte Teil des Drehmomentes wirkt. An Letzterer ist hingegen die Strahl-Becherinteraktion weitgehend unerwünscht. Die Unterscheidung soll es ermöglichen,

positiv und negativ wirkende Effekte besser identifizieren zu können.

Abbildung 7.1 zeigt die beiden erwähnten Flächen am Becher. Die in blau dargestellte Fläche entspricht der Becherinnenseite und die rote Fläche der Becheraußenseite. Es ist dabei zu erkennen, dass im Bereich des Becherausschnittes bzw. der Nebenschneide der größte Teil der Oberfläche der Becherinnenseite zugeordnet ist. Es ist jedoch schwierig zu beurteilen, ob an diesen Flächen am Ende ein Gewinn an Drehmoment oder ein Verlust auftritt, vor allem auch deshalb, weil dies maßgeblich durch den Eingriffswinkel des Strahls bestimmt wird.

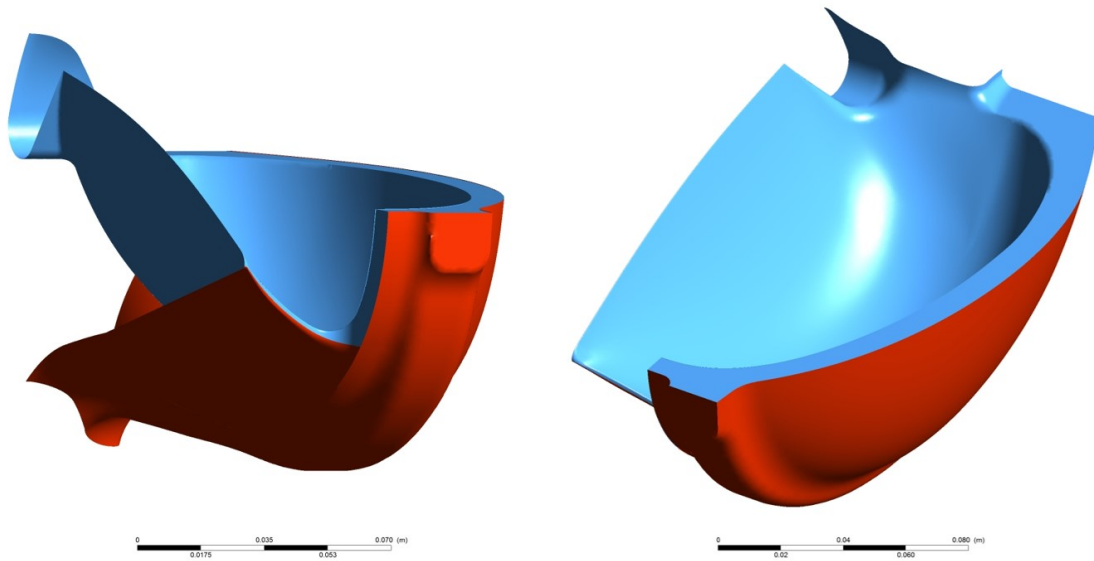


Bild 7.1: Becherinnenseite und Becheraußenseite

Es wird auch ein normierter Wirkungsgrad zu Vergleichszwecken ermittelt. Die Basis für die Normierung bildet dabei das gemittelte Drehmoment aus der Simulation mit der breitesten Laufrad-Domain und dem Gitter „Fein“, wie dies bereits im Abschnitt 5.4 thematisiert wurde.

7.2 Auswertung der Gitterstudie

In diesem Abschnitt werden die, auf den unterschiedlich fein diskretisierten Gittern basierenden, Ergebnisse analysiert und gegenübergestellt. Es wird dabei auf die in Abschnitt 5.4.1 präsentierten Ergebnisse Bezug genommen und mögliche Zusammenhänge aufgezeigt. Für den Vergleich werden die Drehmomentverläufe gegenübergestellt sowie das Strömungsverhalten anhand von Druck- und Volume Fraction-Plots verglichen.

Analyse der Drehmomentverläufe der Gitter „Basis“, „Fein“ und „Ultra“

Abbildung 7.2 zeigt die Drehmomentverläufe der Simulationen mit den Laufrad-Gittern „Basis“, „Fein“ und „Ultra“ für die einzelnen Becher, wie auch den Verlauf des gesamten Drehmoments. Im Diagramm sind die Kurven eines Bechers jeweils in der gleichen Farbe dargestellt. Die Verläufe der Kurven aus der Simulation mit dem Basis-Gitter sind dabei strichliert, die des feinen Gitters sind punktiert und jene des ultrafeinen Gitters sind durchgezogen. Das gilt sowohl für die Kurven der einzelnen Becher als auch für die Summen-Kurven.

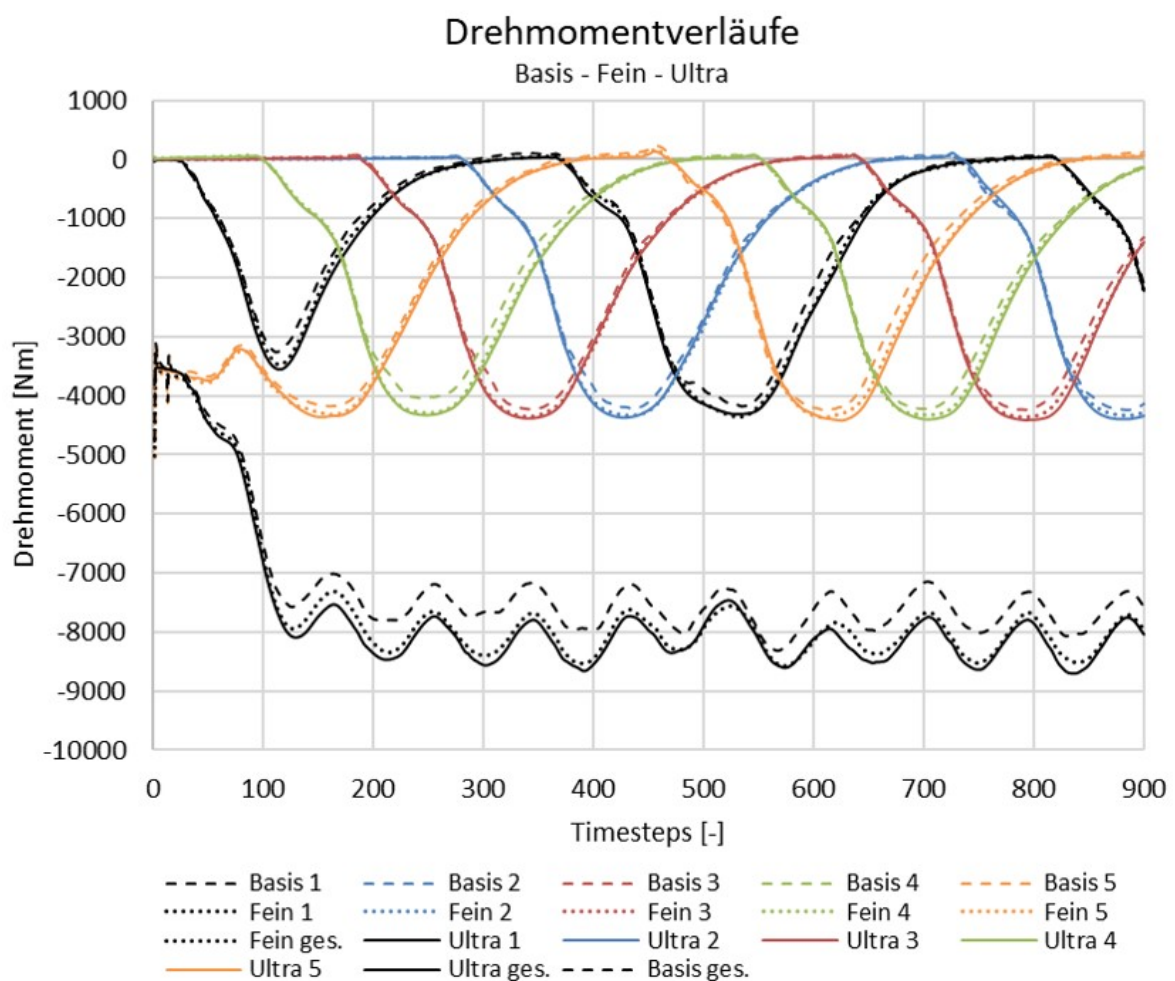


Bild 7.2: Drehmomentverläufe für die Gitter „Basis“, „Fein“ und „Ultra“

Bevor die Drehmomentverläufe genauer analysiert werden, muss vorerst ein Detail erklärt werden. Zu Beginn der Simulation bis etwa zum Zeitschritt (TS) 150 kann eine deutliche Abweichung aller Kurven vom zu erwartenden Verhalten erkannt werden. Das

tritt in allen anderen Ergebnissen in vergleichbarer Art und Weise auf. Diese Situation am Beginn resultiert aus der Initialisierung des Strömungsgebiets. Dazu wurde die Lösung einer stationären Simulation, bei welcher der fünfte Becher beaufschlagt wurde, herangezogen. Deshalb ist auch schon zu Beginn ein Drehmoment von Becher 5 bzw. in der Summen-Kurve zu erkennen. Das rasch ansteigende Drehmoment des ersten Bechers (schwarze Kurven) resultiert aus der Periodizitäts-Randbedingung an den Stirnflächen des Laufradsegments. Betrachtet man den Verlauf der Kurven ab dem Zeitschritt 150, so stellt sich in weiterer Folge ein mehr oder minder eingeschwungener Zustand ein. Mit zunehmender Simulationsdauer nimmt das maximale Drehmoment noch etwas zu, bis es ab etwa der Hälfte der Simulationsdauer konstant bleibt.

Eine weitere Eigenheit ergibt sich nach dem Zeitschritt 450. Dieses Phänomen wird durch die Periodizitäts-Randbedingung verursacht. Da die Laufrad-Domain nur ein 90° Segment des Laufrades darstellt, jedoch 180° simuliert werden, bewegt sich die rotierende Domain aus dem Winkelbereich, den die stationäre Domain umschließt. D. h. die Überlappung der Laufrad- und der Gehäuse-Domain ist nach rund 450 Zeitschritten nicht mehr gegeben. Tritt dies ein, so wiederholt sich der Zyklus auf Grund der Periodizität und beginnt von neuem. Es hat jedoch den Anschein, dass von diesem Vorgang die Beaufschlagung des Laufrades beeinflusst wird und an Ende im Drehmomentverlauf zu sehen ist.

Bei der Zusammenfassung der Gitterstudie in Abschnitt 5.4.1 ergab sich folgende Schlussfolgerung. Das Basis-Gitter hatte deutlich schlechter abgeschnitten, als die beiden feineren Gitter, so wie das zu erwarten war. Der Unterschied zwischen den Gittern „Ultra“ und „Fein“ ist dagegen gering, sodass die Entscheidung zugunsten des Gitters „Fein“ ausfiel, da damit der beste Kompromiss aus Ergebnisqualität und Rechenaufwand erzielt wird.

Bei Betrachtung der Abbildung 7.2 kann diese Erkenntnis sehr gut nachvollzogen werden. Der strichlierte Drehmomentverlauf des Basis-Gitters weist über die gesamte Dauer der Simulation einen deutlichen Offset zu den anderen beiden Kurven auf. Die Kurven der verschiedenen Gitter in der Phase der Drehmoment-Zunahme (hier in negativer Richtung) der jeweiligen Becher, stimmen bis etwa 3000 Nm erreicht werden, sehr gut überein. Danach ist eine Abflachung des Verlaufes des Basis-Gitters zu erkennen.

Ein kontroverser Zusammenhang ergibt sich beim Vergleich der Drehmomentverläufe von Becher 1 und Becher 5 zwischen den Zeitschritten 200 und 500 im Bereich der Drehmomen-Zunahme. Im Falle der schwarzen Kurven ist gut zu erkennen, dass das Drehmoment beim feinsten Gitter zunächst steiler ansteigt und damit etwas höher liegt als bei den anderen Verläufen. Später nimmt die Differenz etwas ab. Dieses Verhalten zeigt sich auch beim Eingriff anderer Becher, jedoch etwas weniger stark ausgeprägt. Werden die gleichen Betrachtungen für die orangen Kurven des Bechers 5 durchgeführt, so zeigt sich ein anderes Bild. Hier steigt das Drehmoment des Basis-Gitters deutlich schneller an und liegt beinahe in der gesamten Phase des Drehmoment-Anstieges höher. Gleiches gilt auch für das Ergebnis des Gitters „Fein“. Das kann auch in nachfolgender Abbildung 7.3 erkannt werden.

Dieser Effekt führt wohl auch dazu, dass sich die Gesamt-Drehmomentverläufe zwischen den Zeitschritten 500 und 600 teilweise überlagern.

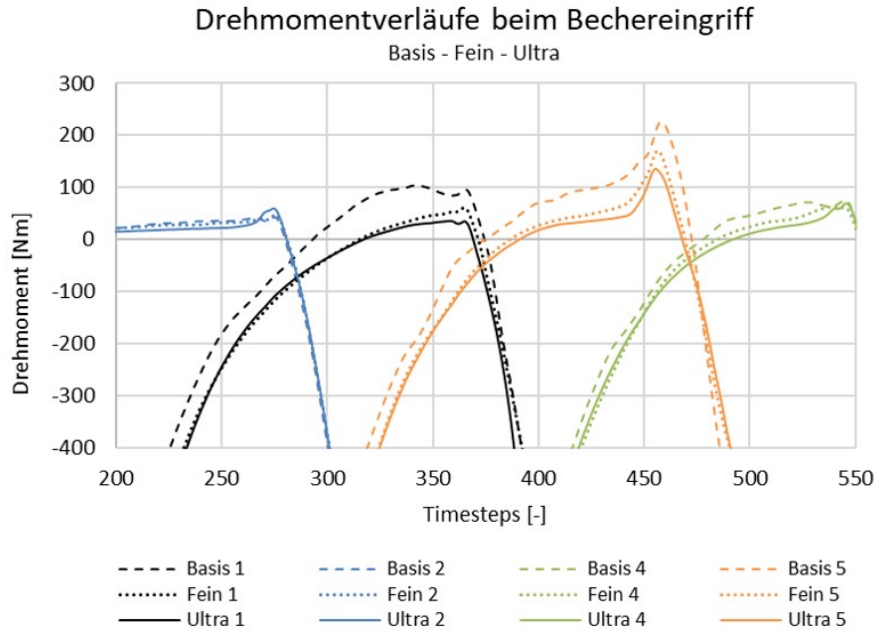


Bild 7.3: Vergleich der Drehmomentverläufe beim Einschneiden in den Strahl

Nach dem Erreichen des Maximums fällt das Drehmoment im Falle des größten Gitters früher wieder ab als beim feinen und beim ultrafeinen Gitter.

Kurz vor Ende des Zyklus eines Bechers nähert sich der Drehmomentverlauf des größten Gitters wieder an die beiden anderen Kurven an. Es kann jedoch erkannt werden, dass beim Basis-Gitter im Zuge des Eindringens des Bechers in den Strahl etwas größere Verluste entstehen. Besonders ausgeprägt ist dieses Verhalten bei Becher 1 und bei Becher 5. Um das zu verdeutlichen, ist in Abbildung 7.3 ein Detail der Drehmomentverläufe dargestellt. Grundsätzlich ist anzumerken, dass bei allen Gittern und bei allen Bechern ein Verlust-Drehmoment (hier positiv) auftritt, wenn der Becher in den Strahl hineinschneidet. Das zeigt sich durch einen charakteristischen Anstieg des Widerstandes, der im Verlauf durch einen kleinen Peak zu erkennen ist, bevor das Drehmoment wieder einen relativ starken Anstieg erfährt. Es ist in Abbildung 7.3 auch zu erkennen, dass der Widerstand mit abnehmender Gitterqualität zunimmt und demnach der Peak im Verlauf größer ist. Besonders ausgeprägt scheint dieser Effekt bei Becher 5 aufzutreten. Das kann auf den eingangs beschriebenen Effekt zurückgeführt werden, der durch die Ausnützung der Periodizität des Laufrades entsteht. Man kann an dieser Stelle zusammenfassen, dass mit dem Basis-Gitter die Verluste beim Strahleingriff überbewertet werden und beim feinen und ultrafeinen Gitter eine gute Korrelation vorliegt. Die Verläufe von Gitter „Fein“ deuten auf geringfügig höhere Einbußen hin als beim ultrafeinen Gitter. Welche Mechanismen beim Eingriff des Bechers

in den Strahl wirken und weshalb dabei ein Verlust auftritt, wird an späterer Stelle versucht zu erklären.

Vergleich des Strömungsverhaltens im Laufrad

Nachdem zuvor die unterschiedlich fein aufgelösten Gitter anhand quantitativer Größen verglichen wurden, wird an dieser Stelle das Strömungsverhalten qualitativ anhand verschiedener Plots im gleichen Zeitschritt gegenübergestellt.

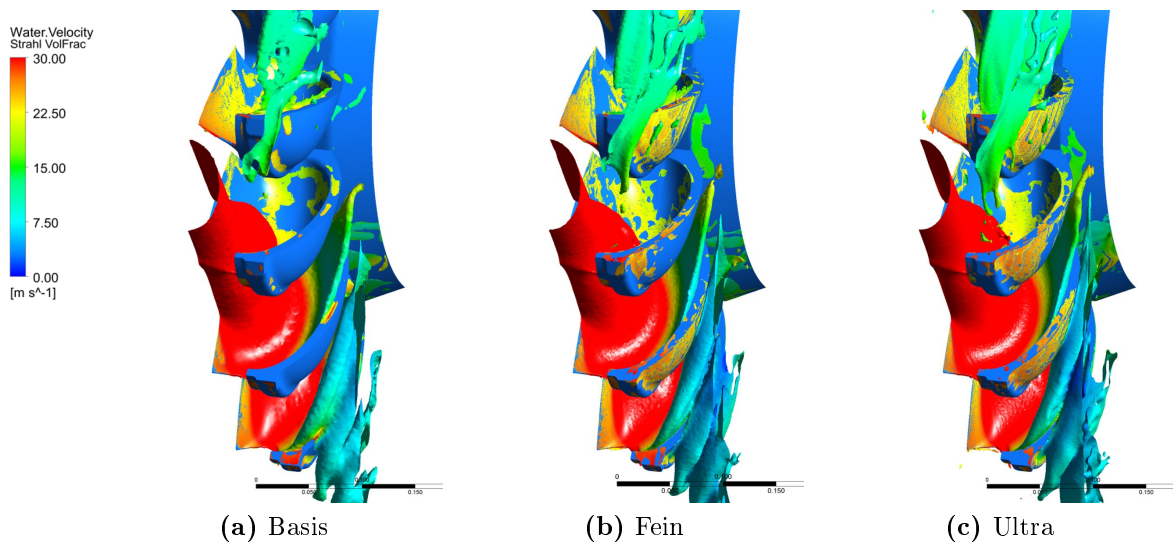


Bild 7.4: Gittereinfluss auf die Strömungssituation

In Abbildung 7.4 ist das Wasser im Laufrad mit Hilfe einer sog. Iso-Surface dargestellt. Wie weiter oben angegeben wurde, repräsentiert diese Fläche einen Phasenanteil von $\alpha_F = 0,5$. Auf der Wasseroberfläche ist die Geschwindigkeit des Wassers im stationären Bezugssystem aufgetragen mit einem Wertebereich von 0 – 30 m/s. Um in weiterer Folge die einzelnen Becher besser referenzieren zu können, sind diese durchnummeriert. Grundsätzlich erfolgt das immer in der gleichen Art und Weise, wobei der oberste Becher die Nummer 1 trägt, der in diesem Bild unterste Becher ist Becher 5.

Die Abbildungen zeigen dabei die Strömungssituation im Zeitschritt 700. Auf den ersten Blick kann man in den verschiedenen Darstellungen erste Unterschiede erkennen. Ganz allgemein kann man festhalten, dass mit zunehmend feiner werdendem Gitter auch mehr und mehr Details erfasst werden. So sind beispielsweise in Bild 7.4c kleinere Wasserpartikel bzw. Tröpfchen zu sehen. Deren Auswirkung auf das Resultat der Simulation ist jedoch als gering einzustufen. Auf der anderen Seite ergeben sich auch deutlich größere Unterschiede. Vergleicht man wie das Wasser aus Becher 2 ausströmt, so kann man größere Abweichungen im Verhalten feststellen. In Bild 7.4a ist dieser Wasserfilm stärker zerrissen, als das bei den Abbildungen des Ergebnisses der beiden

feineren Gitter der Fall ist. Zwischen Bild 7.4b und 7.4c ist durchaus auch ein Unterschied erkennbar, allerdings fällt dieser deutlich geringer aus. Ähnlich präsentiert sich die Situation beim Ausströmen aus den Bechern 4 und 5. Bei Ersterem ist im Falle des Basis-Gitters ein dickerer Wasserfilm als bei den anderen beiden Plots zu erkennen. Die Dicke des ausströmenden Wasserfilms lässt auch Rückschlüsse auf den Wasserfilm im Becher zu. Nachdem die Geschwindigkeitsverteilung gut übereinstimmt, kann man davon ausgehen, dass das gröbere Gitter Einfluss auf die Ausbreitung des Wassers im Becher nimmt. Wie bereits zuvor ist die Situation beim Ergebnis mit dem feinen und dem ultrafeinen Gitter in guter Übereinstimmung. Abgesehen von der unterschiedlichen Wasserfilmdicke erscheint auch die Ausströmrichtung etwas anders. Im Bild 7.4a ist die Distanz des Wasserfilms zum Becher etwas größer als in den beiden anderen Fällen, in denen das ausströmende Wasser tendenziell in Richtung Becher 3 strömt. Das hat in weiterer Folge deutliche Auswirkungen auf die Interaktion des Wasserfilms mit der Außenseite der Becher.

Wie sich das auswirken kann, ist am Beispiel des vierten Bechers gut zu erkennen. In den Plots mit dem feinen und dem ultrafeinen Gitter touchiert das Wasser, welches aus dem fünften Becher austritt, den Becher 4 an der Außenwand. Tendenziell sieht es so aus, dass die Interaktion in Bild 7.4c etwas intensiver erscheint wobei der Unterschied zu Bild 7.4b nicht sehr deutlich ausfällt. Im Falle des größten Gitters kommt es in diesem Zeitschritt hingegen zu keinem Kontakt zwischen dem Wasserfilm und der Becheraußenseite. Ein erhebliches Problem, da daraus eine falsche bzw. andere Beurteilung der Bechergeometrie resultieren könnte.

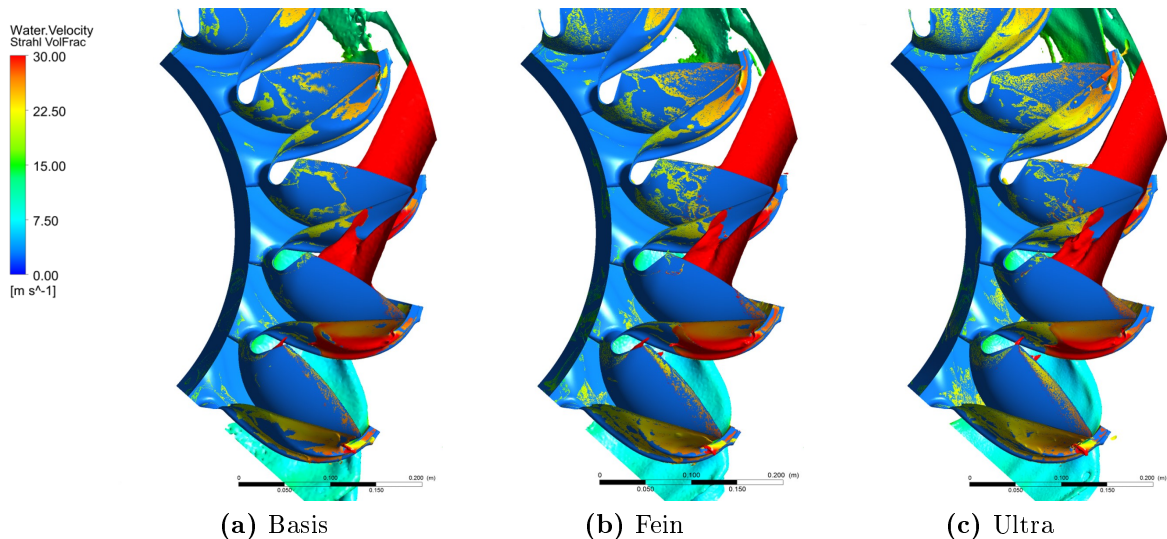


Bild 7.5: Qualitativer Gittervergleich in der Seitenansicht

An Becher 5 kann bei allen Gittervarianten eine Interaktion erkannt werden. An dieser Stelle scheint es, als sei in Abbildung 7.4a der Wasserfilm am fünften Becher etwas voluminöser als in den beiden anderen Darstellungen. Das kann nun unterschiedliche

Ursachen haben. Einerseits können die Ausströmbedingungen dafür verantwortlich sein. Andererseits könnte es sich jedoch auch um Defizite bei der Abbildungsgenauigkeit der Phasengrenze handeln.

In Abbildung 7.5 ist die gleiche Situation wie weiter oben dargestellt, allerdings aus einer anderen Perspektive. Damit wird die Strömungssituation an der Nebenschneide und an der Freifläche gezeigt. Grundsätzlich können aus dieser Perspektive nicht so viele Unterschiede erkannt werden wie zuvor. So sieht die Situation an der Nebenschneide bzw. im Becher-Ausschnitt bei allen Fällen vergleichbar aus. An der Freifläche des Bechers kann eine Beaufschlagung bzw. eine Benetzung durch den Stahl erkannt werden. An dieser Stelle treten kleine Unterschiede auf. Es ist zu sehen, dass sich der abgeschnittene Wasserstrahl in unterschiedlicher Weise von der Freifläche ablöst, wobei sich der Strahl mit zunehmend feiner werdendem Gitter früher vom der Freifläche des Bechers 3 trennt und dabei zunehmend stark verzerrt wird. Die Unterschiede beim Ablösen stellen vermutlich keinen großen Einfluss auf das Verhalten der Strömung dar. Allerdings ergibt sich durch die Form des verbleibenden Strahlteils, eine mögliche Beeinflussung des Strömungsverhaltens in Becher 4.

In den nachfolgenden Abbildungen 7.6 soll die Becheraußenseite dargestellt werden, um die Genauigkeit der Erfassung von Interaktionen zu untersuchen. Es wird dazu der Druck auf der Becheroberfläche dargestellt, wobei der Wertebereich so gewählt ist, dass die Interaktionen gut abgebildet werden können.

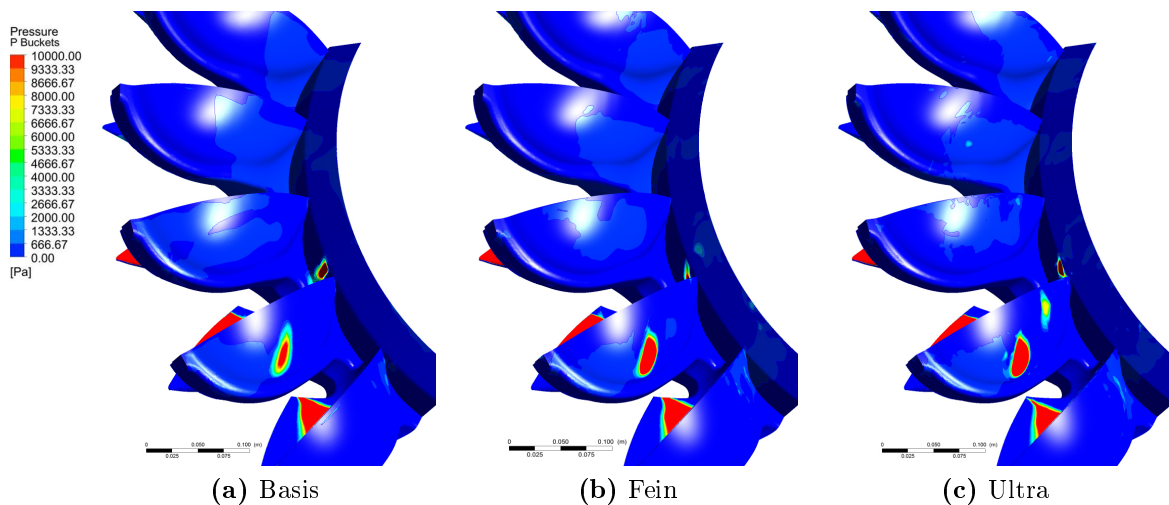


Bild 7.6: Qualitativer Gittervergleich mittels Druck an der Becheraußenwand

Mit dieser Darstellung wird manches bestätigt, dass bereits zuvor abgeleitet wurde. In den drei Darstellungen ist zu sehen, dass Becher 4 an der Außenseite unterschiedlich intensiv beaufschlagt wird. Wie auch schon weiter oben zu erkennen war, wird die Interaktion der Becher mit dem ausströmenden Wasser bei zunehmend feinerem Gitter besser erfasst. So ist in Bild 7.6a die Zone mit erhöhtem Druck an der Außenwand deutlich kleiner als bei Bild 7.6b oder 7.6c. Der Plot mit dem ultrafeinen Gitter zeigt

auch eine zweite Zone, die einen erhöhten Druck aufweist. Darüber hinaus ist bei allen drei Varianten auch eine Beaufschlagung an der Laufrad-Nabe zu erkennen, wobei diese unterschiedlich stark ausgeprägt erscheint. Die Unterschiede in den Bildern können auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen, wie vorhin beschrieben wurde, auf die Fähigkeit die Intensität des Impulsaustausches an der Oberfläche mit dem gegebenen Gitter zu erfassen. Zum anderen können Unterschiede im Strömungsverhalten zu den abweichenden Plots führen. Werden die Erkenntnisse aus vorhergehenden Betrachtungen in diesem Abschnitt berücksichtigt, ist davon auszugehen, dass beide beschriebenen Mechanismen für die Unterschiede verantwortlich sind. Zusätzlich kommt hinzu, dass mit zunehmender Gitterauflösung die Abbildungsqualität der Phasengrenze ansteigt und sich daraus Unterschiede resultieren.

Zusammenfassung des Gittervergleichs

Bereits im Abschnitt 5.4.1 wurde vorweggenommen, dass das feine Gitter als genau genug erachtet werden kann, um eine gute Qualität der Simulationsergebnisse zu erhalten. Das gilt sowohl im Bezug auf das erzielbare Drehmoment, wie auch auf die Genauigkeit der Erfassung der Strömungsstrukturen im Becher und dessen Interaktion mit dem Strahl und dem austretenden Wasserfilm.

Die Auswertung und der Vergleich der Resultate aus der Gitterstudie hat in mehrerer Hinsicht gezeigt, dass sich das feine und das ultrafeine Gitter in vielen Belangen sehr ähnlich verhalten. Im obigen Abschnitt, in dem die Drehmomentverläufe gegenübergestellt wurden, konnte ein ähnliches Verhalten der beiden feinsten Gitter bestätigt werden. Das bezieht sich sowohl auf den Gesamtbetrag, wie auch auf den zeitabhängigen Verlauf des Drehmoments und die Abbildung von Anomalien. Mit dem Basis-Gitter wird ein deutlich geringeres Drehmoment erreicht. Darüber hinaus ist der zeitliche Verlauf im Vergleich zu den feineren Gittern in einigen Situationen kontrovers. Eine ähnliche Situation zeigt sich bei der qualitativen Auswertung der Strömungssituation. Auch hier liegt ein vergleichbares Verhalten vom feinen und ultrafeinen Gitter vor, welches sich teils stärker vom jenem des Basisgitters unterscheidet.

Basierend auf diesen Erkenntnissen kann auf das Gitter „Fein“ für die Simulationen der verschiedenen Lastfälle zurückgegriffen werden. Da damit sowohl eine gute Abbildungsqualität, wie auch eine akzeptable Berechnungsdauer erreicht wird (s. Anhang B).

7.3 Auswertung des Topologie-Vergleichs

Im Zuge von Abschnitt 5 wurde bereits erklärt, dass unterschiedliche Geometrietopologien des Laufrades untersucht wurden. Dabei unterscheiden sich die drei Varianten lediglich in deren Domain-Breite (115 mm, 155 mm und 200 mm), wie aus Abschnitt 5.4.2 hervorgeht. Die verwendeten Gitter sind in den wesentlichen Bereichen gleich und mit

identen Gitter-Parametern aufgebaut, lediglich im Außenbereich des Laufrades bestehen Unterschiede im Aufbau.

In Abschnitt 5.4.2 wurde das Ergebnis zu dieser Untersuchung bereits vorweg genommen. An dieser Stelle werden die Auswirkungen der unterschiedlichen Domain-Breiten auf das Verhalten der Strömung und die Drehmomententwicklung aufgezeigt, um damit die Entscheidung für die breiteste Domain zu untermauern.

Analyse der Drehmomentverläufe bei unterschiedlich breiten Laufrad-Domains

Dazu ist in Abbildung 7.7 der Drehmomentverlauf der einzelnen Becher und der Summenverlauf dargestellt. Es gelten dabei die gleichen Voraussetzungen wie für Abbildung 7.2. Die kurven eines Bechers sind in einheitlichen Farben dargestellt und die verschiedenen Topologien können anhand der Linienart unterschieden werden.

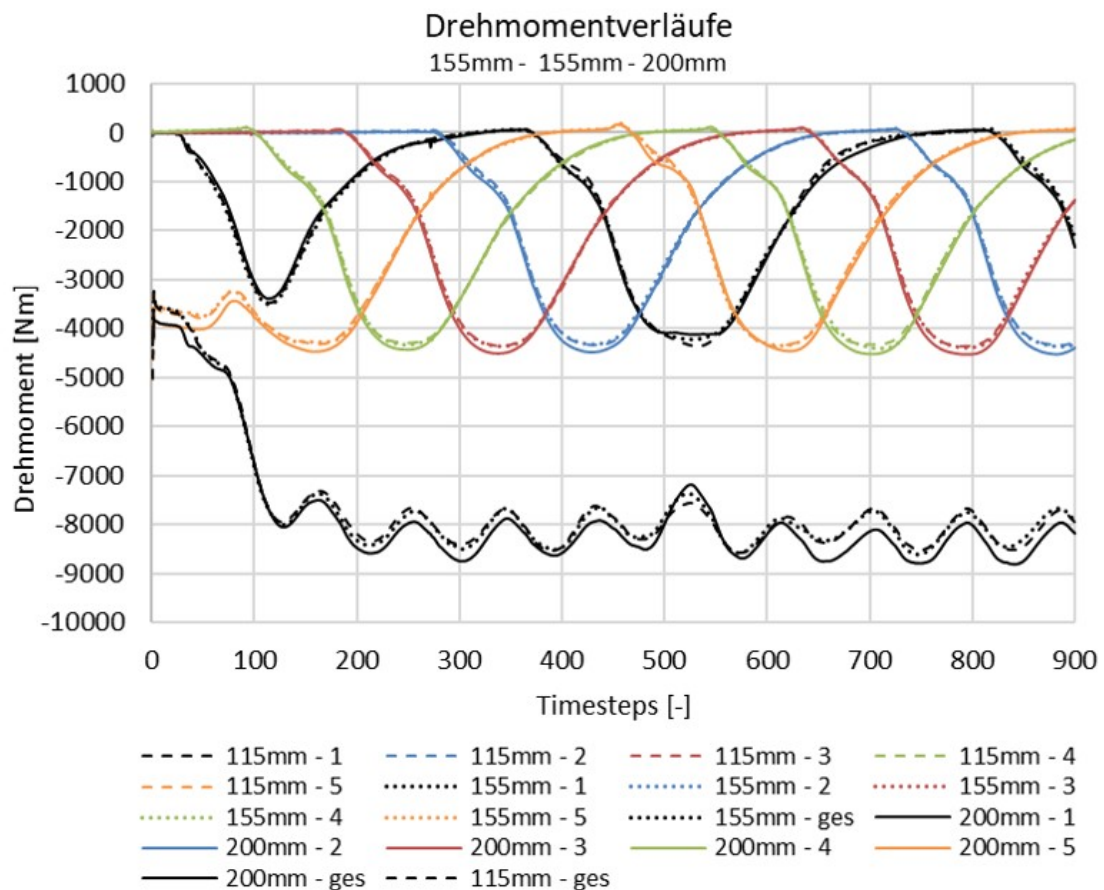


Bild 7.7: Drehmomentverläufe aus dem Topologie-Vergleich

Bei einem ersten Blick auf die Verläufe können die gleichen Eigenheiten erkannt wer-

den, wie sie im vorherigen Abschnitt zu sehen waren und erklärt wurden. Das bezieht sich auf den Simulations-Beginn und die Störung durch die Periodizitäts-Randbedingung nach etwa der halben Simulationsdauer. Bei genauerer Betrachtung sind weitere Unterschiede in den Verläufen zu erkennen. Das betrifft sowohl die Summenkurven bei einer globalen Betrachtung, aber auch das Verhalten bei der Zu- und Abnahme des Drehmoments in den Verläufen der einzelnen Becher.

Wird Verlauf der Summenkurven analysiert, so stellt man fest, dass die Auswirkungen der unterschiedlichen Laufradbreite geringer sind, als der Gittereinfluss aus vorherigem Abschnitt. In der Gesamtheit ist klar zu erkennen, dass mit der breitesten Domain das größte Drehmoment erreicht wird. Der Unterschied der Laufrad-Domains mit den Breiten 115 mm und 155 mm ist dagegen nur sehr gering. Das ist auch jene Erkenntnis, die aus dem Vergleich der gemittelten Drehmomente in Tabelle 5.9 hervorgeht. Es ist demnach über beinahe die gesamte Simulationsdauer ein deutlicher Offset im Drehmoment zwischen den beiden schmaleren und der breitesten Geometrie vorhanden. Mit zunehmender Simulationsdauer scheint der Abstand etwas größer zu werden. Wird der Bereich um Zeitschritt 500 betrachtet, so kann eine Umkehr der Verhältnisse beobachtet werden.

In diesem Bereich kommt wieder der Einfluss der Periodizitäts-Randbedingung zur Geltung. Es hat dabei den Anschein, dass die breiteste Topologie eine größere Sensitivität bezüglich dieser Störung aufweist, als die beiden anderen Topologien. So zeigt sich im Drehmoment, welches mit der breitesten Laufrad-Domain erzielt wurde, eine stärkere Abnahme und somit am Ende einen geringeren Maximalwert als bei den übrigen Geometrien. Eine erhöhte Sensitivität breiterer Domains in diesem Zusammenhang wird auch durch das Drehmoment der 155 mm breiten Domain bestätigt. Dieses liegt in diesem Punkt auch etwas niedriger als bei der Geometrie mit 115 mm Breite.

Der Unterschied im Gesamt-Drehmoment kann naturgemäß auf das Ergebnis der einzelnen Becher zurückgeführt werden. So ist etwa bei der größten Breite der Laufrad-Domain beim Einschneiden in den Strahl ein steilerer Anstieg des Drehmomentes zu erkennen. Damit ergibt sich über den gesamten Zyklus eines Bechereingriffs eine geringe Differenz zu den Drehmomenten der beiden schmaleren Topologien. Mit zunehmendem Drehmoment ist eine Vergrößerung der Differenz zu erkennen. Das ist darauf zurückzuführen, dass der Drehmoment-Anstieg der beiden schmaleren Kurven früher abflacht. Bei der Abnahme des Drehmoments in den einzelnen Zyklen kann man gut erkennen, wie auch hier bei der breitesten Domain das Drehmoment über einen längeren Zeitraum auf höherem Niveau bleibt. Gegen Ende des Zyklus kann dann eine Überlagerung aller Kurven beobachtet werden, mit Ausnahme von den Verläufen des ersten Bechers. An dieser Stelle kann zusammengefasst werden, dass die Energieübertragung vom Strahl auf den Becher bei größerer Domain-Breite länger andauert und damit ein größeres Drehmoment erreicht wird. Es kann deshalb von einer Rückwirkung der Randbedingungen auf das Verhalten im Berechnungsgebiet ausgegangen werden.

Vergleich des Strömungsverhaltens

Nach der Betrachtung der Drehmomentverläufe wird eine qualitative Analyse des Strömungsverhaltens im Laufrad durchgeführt. Dazu sind wieder Polts der unterschiedlichen Topologien mit der Visualisierung des Wassers im Laufrad und dessen Strömungsgeschwindigkeit, sowie der Druck auf der Außenseite der Becher gegenübergestellt.

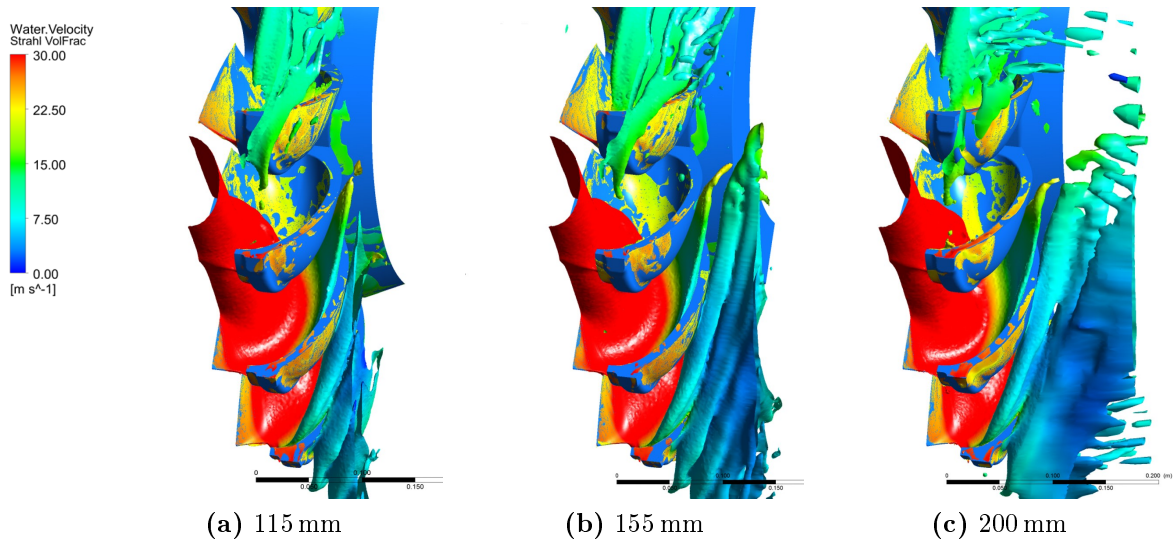


Bild 7.8: Vergleich des Strömungsverhaltens bei unterschiedlichen Laufrad-Topologien

Bei diesem Vergleich sollten im Grunde keine Unterschiede bei der Ausbreitung des Wassers im Becher auftreten, da das Gitter in diesem Bereich ident ist und die Domain-Breite hier keinen Einfluss ausüben sollte. Anders ist die Situation beim Ausströmen aus den Bechern. Da können durchaus Unterschiede auftreten, die bei genauerer Betrachtung auch festzustellen sind.

Das Bild 7.8a ist bereits bekannt aus den vorhergehenden Vergleichen. Die breitere Laufrad-Domain in den Bildern 7.8b und 7.8c bildet naturgemäß deutlich mehr des Ausströmvorgangs ab. Dabei zeigt sich ein leicht unterschiedliches Verhalten. Im Fall der breitesten Domain erscheint im oberen Bereich des zweiten Bechers das Ausströmen mehr zur Seite, d. h. in Richtung der Rotationsachse. Beobachtet man die diesbezügliche Änderung des Strömungsverhaltens von Bild 7.8a zu Bild 7.8b, so kann die gleiche Tendenz erkannt werden. Der Unterschied ist jedoch etwas kleiner. Gleiches kann auch beim Wasserfilm, der aus Becher 3 austritt, erkannt werden. Ein gänzlich anderes Bild ergibt sich im Bereich des 5 Bechers. Hier ist in Bild 7.8c mehr ein Wasserfilm als mehrere, einzelne Strähnen zu erkennen. Entscheidender ist hier jedoch, die deutlich nach außen gerichtete Strömung.

Aus diesen Erkenntnissen kann nun folgendes abgeleitet werden. Im Falle der Domains mit der Breite von 115 mm und 155 mm beeinflusst die naheliegende Opening-Randbedingung das Strömungsverhalten beim Ausströmen aus den Bechern. Wird in

der Topologie mehr Raum neben dem Laufrad berücksichtigt, so scheint das Wasser mit einem anderen Winkel aus den Bechern auszutreten. In weiterer Folge könnte dies eine verminderte Neigung zur Interaktionen zwischen der Becheraußenseite und dem austretenden Wasser darstellen.

Inwiefern die Interaktionen mit der Becheraußenseite durch die Breite der Laufrad-Topologie beeinflusst werden, ist in 7.9 zu sehen.

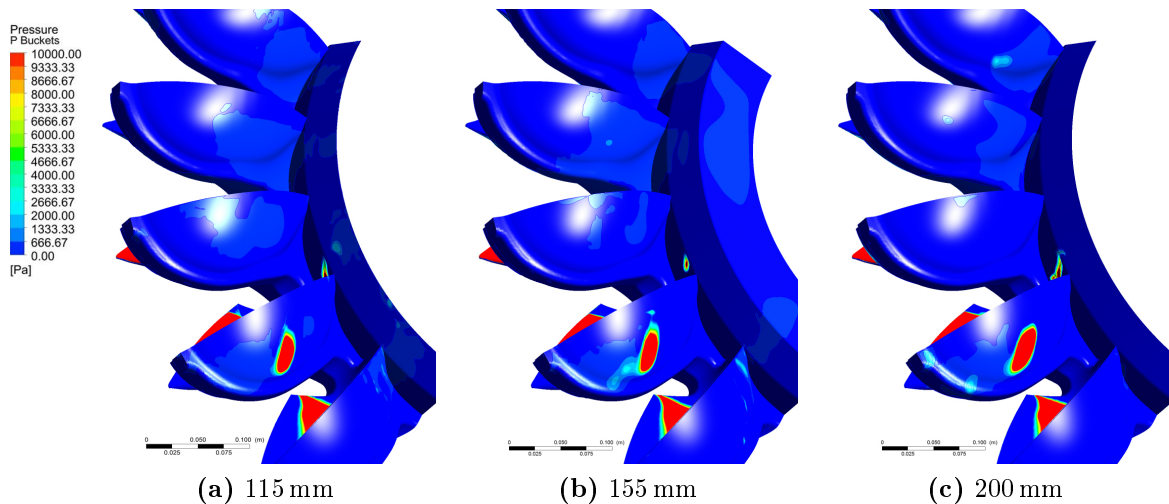


Bild 7.9: Interaktionen an der Becheraußenseite bei unterschiedlichen Gitterbreiten

Die Abbildung 7.9 zeigt den Druck an der Becheroberfläche. Im Großen und Ganzen sieht die Situation sehr vergleichbar aus. Jene Zone an der äußeren Becherwand, die am stärksten beaufschlagt wird, deckt sich in allen Fällen vergleichsweise sehr gut. Lediglich die Position an der das Wasser auf den Becher trifft unterscheidet sich geringfügig, sowie auch die Größe der Zone höheren Drucks. Darüber hinaus sind in Bild 7.9b und 7.9c weitere kleine Bereiche am Becher 4 zu erkennen, in denen eine Interaktion stattfindet. Im Vergleich dazu, ist bei der schmalsten Domain diese Interaktion nicht vorhanden.

Zusammenfassung des Topologie-Vergleichs

Die Auswirkungen der breiteren Laufrad-Topologien wurden bereits im Abschnitt 5.4.2 anhand der gemittelten Drehmomente in aussagekräftigen Werten zusammengefasst. Allerdings konnte an dieser Stelle gezeigt werden, dass die Vergrößerung der Laufrad-Domain zu einer Änderung des Strömungsverhaltens beim Ausströmen aus dem Becher führt. Als Ergebnis der obigen Analyse kann vor allem eine Beeinflussung der Ausströmrichtung genannt werden. Mit zunehmender Breite der Laufrad-Domain strömt das Wasser tendenziell weiter von Laufrad weg, anders ausgedrückt stellt sich ein größerer Übertreibungswinkel an der Austrittskante des Bechers ein. Durch dieses Verhalten kann mitunter die Auswirkung auf die Interaktionen an der Becheraußenseite beeinflusst werden.

Basierend auf diesen Erkenntnissen ist die Verwendung der breitesten Domain zu empfehlen.

7.4 Vergleich von Halbmodell und Vollmodell

Im Abschnitt 5.5 wurde im Zuge der Erläuterung des verwendeten Simulations-Setups die Ursache für die ungewöhnliche Wahl der Randbedingung für die Symmetrieebene dargelegt. Durch die geometrischen Verhältnisse, die vermutlich bei der Mesh-Erstellung zustande kamen, war es nicht möglich eine „Symmetrie“-Randbedingung anzuwenden. Als bester Kompromiss wurde anstelle dessen eine reibungsfreie Wand verwendet. Um den Einfluss dieser Vereinfachung bzw. dieses „Modellierungsfehlers“ abschätzen zu können, wird das Ergebnis der Simulation mit dem Halbmodell jenem aus der Berechnung mit dem Vollmodell gegenübergestellt. Beide basieren auf dem exakt gleichen Gitter, da im Vollmodell das Gitter des Halbmodells lediglich gespiegelt und dupliziert wurde.

Vergleich der Drehmomentverläufe von HM und VM

Gleich wie bei der Gitterstudie bzw. beim Topologie-Vergleich wird zunächst die Entwicklung des Drehmoments anhand der Drehmomentverläufe betrachtet.

In Abbildung 7.10 sind die Drehmomentverläufe der beiden Modelle dargestellt. Dabei sind die Drehmoment-Kurven der einzelnen Becher, sowie der Summenverlauf abgebildet. Die Kurven der gleichen Becher sind in einheitlicher Farbe eingetragen, die Unterscheidung der Modelle erfolgt anhand des Linientyps.

Bei genauer Betrachtung der Drehmoment-Kurven ist gut zu erkennen, dass im Allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung vorliegt. Die geringen Unterschiede zwischen den beiden Modellen, können auch hier auf den Becher 1 zurückgeführt werden. Alle weiteren Kurven der einzelnen Becher überlagern sich teilweise. Das gilt insbesondere für den letzten Teil der Simulation. Aus welchem Grund die Übereinstimmung der Kurven des ersten Bechers über große Teile der Simulation nicht so gut sind wie bei den übrigen Bechern, kann an dieser Stelle nicht erklärt werden. Es ist jedoch als sonderbar anzusehen, dass bei Becher 1 wiederholt die größten Abweichungen auftreten. Deshalb sollte das nicht überbewertet werden. Die Qualität der Modellierung wird in diesem Fall durch den Vergleich der gemittelten Drehmomente deutlich. Führt man diese Mittelung entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 5.4.1 durch, so ergibt sich eine relative Differenz im Drehmoment von 0,4%.

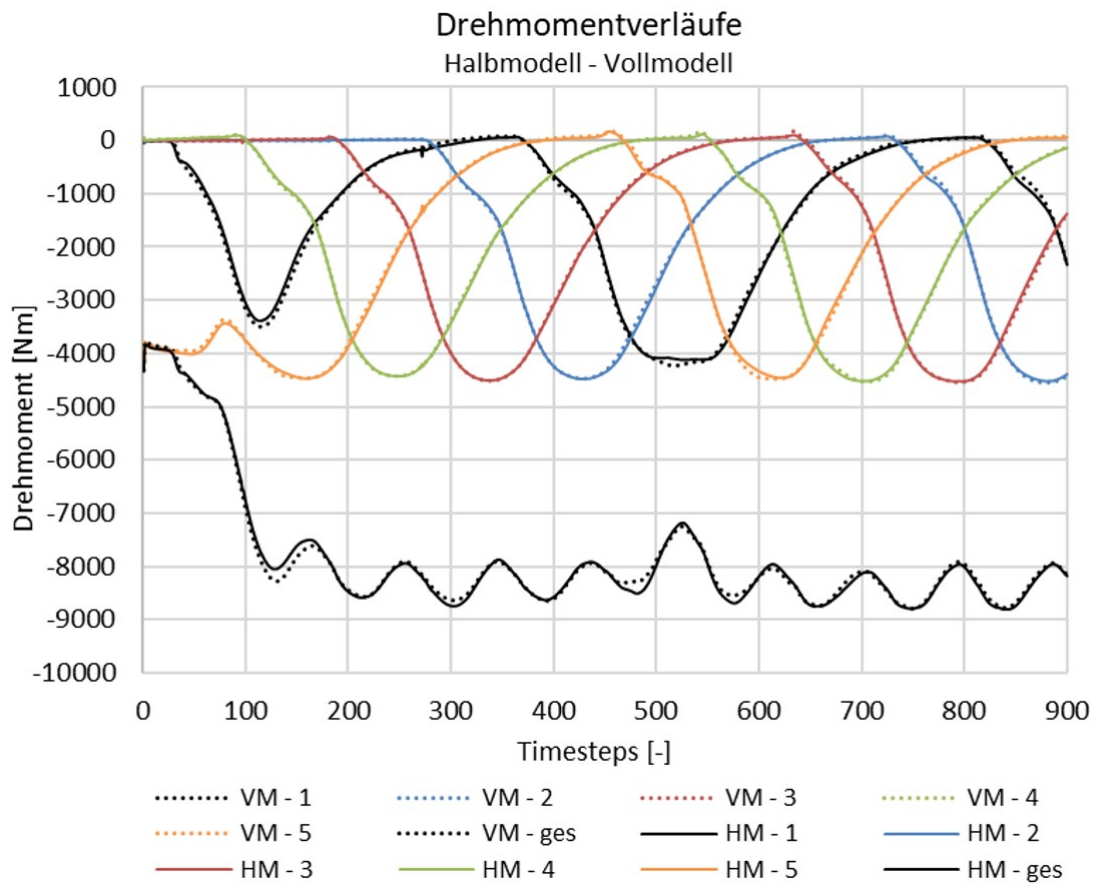


Bild 7.10: Drehmomentverläufe von HM und VM

Vergleich des Strömungsverhaltens

Auch an dieser Stelle werden die beiden Modelle anhand von Abbildungen des momentanen Strömungsverhaltens verglichen.

In Abbildung 7.11 ist wie bereits zuvor die Phasengrenze zwischen Wasser und Luft visualisiert und darauf die Strömungsgeschwindigkeit geplottet.

Der Vergleich der Ergebnisse aus den Simulationen mit den HM und dem VM liefern in dieser Situation eine sehr gute Übereinstimmung, wie das nach obigen Ergebnissen erwartet werden konnte. Selbst bei einer Überlagerung der beiden Darstellungen zeigen sich nur kleinste Unterschiede. Das gilt für die Form des Strahls als sowie für das ausströmende Wasser.

Eine mögliche Ursache, weshalb von der Randbedingung hier keine Auswirkungen zu erkennen sind, könnte an der Definition des Inlets oder der vereinfachten Düse liegen. Auf Grund der fehlenden Strömungs-Historie durch die Verteilrohrleitung und der fehlenden Einschnürung bzw. Umlenkung der Strömung in der Düse, werden im Strahl keine Sekundärströmungen induziert. Letztere könnten durch die „Wall“-Randbedingungen

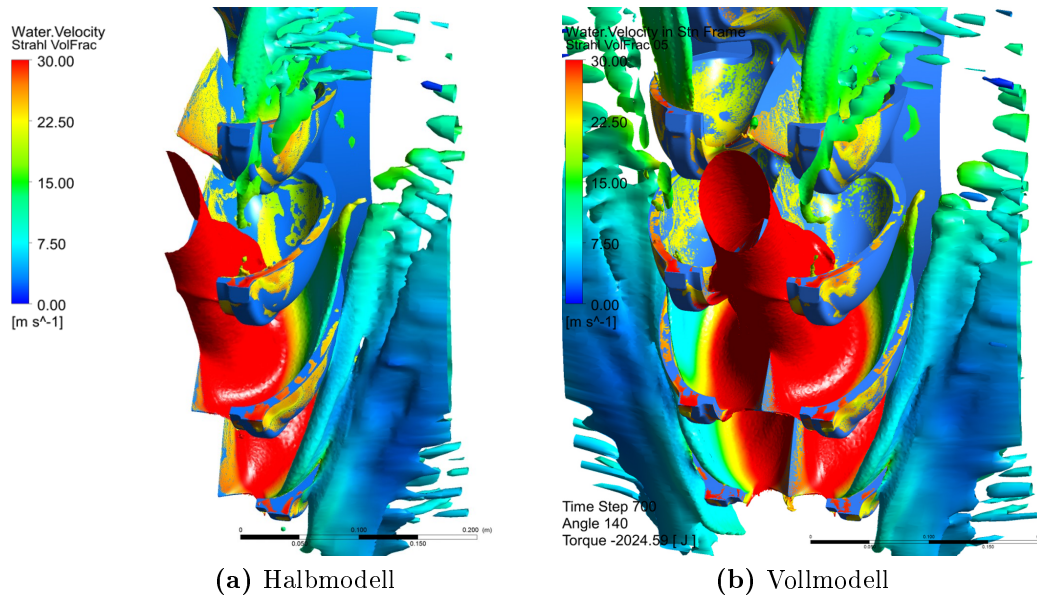


Bild 7.11: Vergleich der Strömungssituation von HM und VM

zu merkbaren Interaktionen mit der Randbedingung führen.

Zusammenfassung des Vergleiches von HM und VM

Die obigen Ausführungen haben deutlich gezeigt, dass von der Randbedingung in diesem Fall keine Auswirkung auf das Ergebnis ausgeht. Sowohl der quantitative Vergleich des erzielten Drehmoments, als auch der Abgleich des Strömungsverhaltens zeigen eine äußerst gute Übereinstimmung. Das gilt für die Drehmomentverläufe wie auch für die Gegenüberstellung des gemittelten Drehmoments.

Darauf basierend kann man die verwendete Randbedingung für das vorliegende Setup als geeigneten Kompromiss erachten. Wird anstelle des hier verwendeten Inlets eine realitätsgetreue Düse oder gar Teile der Verteilrohrleitung mitberücksichtigt, so sollte eine neuerliche Validierung durchgeführt werden.

7.5 Auswertung des Basislastfalls

Im Anschluss an die Ausführungen zur Gitterstudie und den unterschiedlichen Topologien werden die Ergebnisse der Laufradsimulationen an einigen Beispielen analysiert. In diesem Abschnitt wird dazu der sog. Basislastfall einer detaillierten Analyse unterzogen. Dieser Lastfall ist durch eine Fallhöhe von 108 m und einen Durchfluss bestimmt, der in etwa dem der Verteilrohrleitung bei 72 % Düsenöffnung entspricht.

Dabei werden einige jener Phänomene, die in den vorangegangenen Abschnitten angesprochen wurden, genauer behandelt. So soll der Verlauf des Drehmoments eines

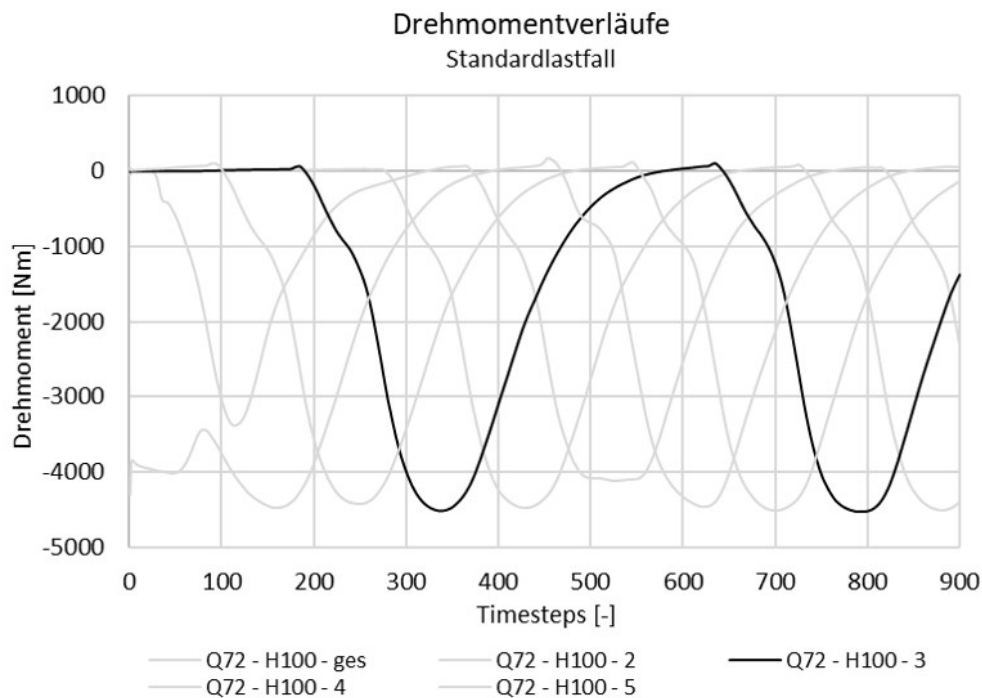


Bild 7.12: Drehmomentverlauf des Bechers 3 für den Basislastfalls

Bechers genauer betrachtet werden. Dafür ist in Abbildung 7.12 der Drehmomentverlauf für den Becher 3 dargestellt. Im Anschluss wird dazu der Zyklus, den ein Becher durchfährt, in verschiedene Phasen zerlegt und analysiert. Zu diesem Zweck wird versucht einen Zusammenhang zwischen dem Drehmomentverlauf und der Strömungssituation am Becher darzustellen. Besondere Aufmerksamkeit wird auf den Beginn des Bechereingriffs in den Stahl gelegt, wie auch auf die Phase der größten Energieumsetzung. Darüber hinaus wird versucht die wirkenden Mechanismen und Effekte, die zur Energieumsetzung beitragen bzw. zur Entstehung von Verlusten führen, aufzuzeigen.

Beginn des Bechereingriffs

Zuerst wird der Eingriff des Bechers in den Strahl betrachtet. Dieser Vorgang leitet die Energiewandlung eines Bechers ein, in dem er mit seiner Nebenschneide in den Strahl hinein rotiert. Dabei ist es entscheidend, dass der Strahl die Rückseite des Bechers nicht benetzt oder mit der Freifläche wegdrückt. Beide Effekte wirken sich negativ auf das Drehmoment oder auf den Wirkungsgrad aus. Es ist in dieser Phase auch entscheidend, dass aus dem Becherausschnitt am Ende des Bechereingriffs kein Wasser des Strahls verloren geht. D. h., dass der Strahl vollständig vom Becher aufgefangen wird bzw. kein Wasser zu einem späteren Zeitpunkt aus dem Becher-Ausschnitt heraus strömt.

Wie schon weiter oben dargestellt ist, tritt infolge des Bechereingriffs am Beginn des

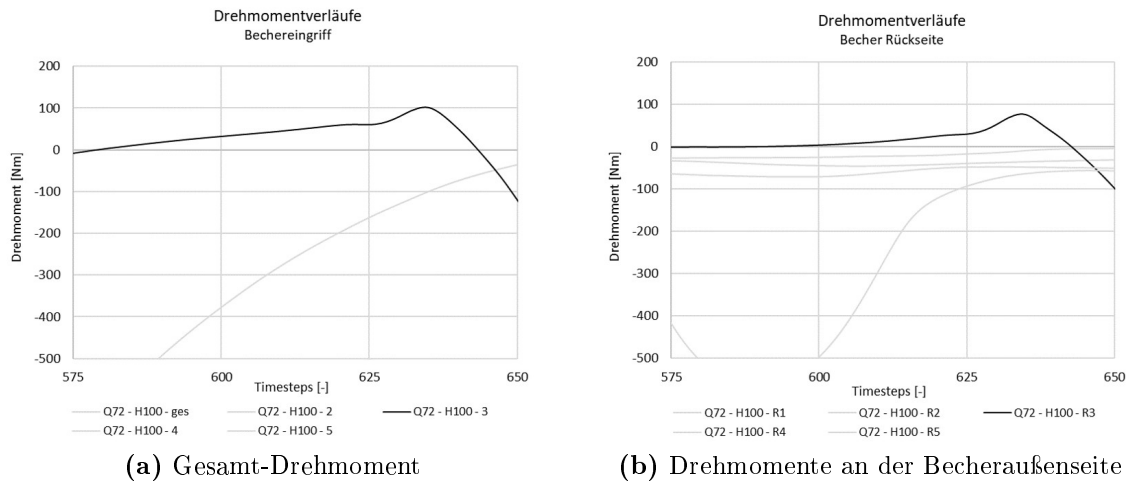


Bild 7.13: Drehmoment am Becher 3 beim Bechereingriff

Zyklus ein charakteristischer Anstieg des Widerstandes auf, der sich in einem positiven Drehmoment-Peak darstellt. Werden unterschiedliche Betriebspunkte betrachtet, so kann dieser Effekt immer in ähnlicher Form beobachtet werden. Abbildung 7.13 soll das nochmals verdeutlichen. Bei der Interpretation dieser Kurven, muss jedoch beachtet werden, dass sich auch andere Verluste überlagern können, wie beispielsweise die Reibung an Luft und durch deren Verdrängung.

In Abbildung 7.13 sind zwei Diagramme dargestellt, die Drehmomentverläufe des Bechers 3 darstellen. Bild 7.13a zeigt dabei das gesamte Drehmoment des dritten Bechers, im Bild 7.13b ist dagegen das Drehmoment auf der Becher-Rückseite bzw. auf der Außenseite des Bechers aufgetragen. Man kann dabei erkennen, dass der Widerstand maßgeblich an der Becheraußenseite zustande kommt. Wie später jedoch zu sehen sein wird, beginnt der Bechereingriff in etwa bei Zeitschritt 630. An den Kurven ist an dieser Stelle bereits ein maßgeblicher Widerstand zu erkennen, der demnach nicht durch den betrachteten Vorgang verursacht wird.

Abbildung 7.14 zeigt die Strömungssituation zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten, wobei fünf Zeitschritte je ein Grad Drehung bedeuten. Auch für diese Darstellungen gilt, dass für die Visualisierung der Phasengrenze zwischen Luft und Wasser eine Volume Fraction von $\alpha_F = 0,5$ gewählt und auf dieser Fläche die Geschwindigkeit im stationären Bezugssystem aufgetragen ist.

Die Darstellungen lassen dabei einige Schlüsse zu. Zum einen ist schön ersichtlich, dass Becher 3, der in den Strahl neu eingreift, beinahe vollständig evakuiert ist. Lediglich am äußeren Durchmesser nächst zum Becher-Ausschnitt verlässt noch Wasser den Becher. Es sieht jedoch so aus, also ob dadurch die Beaufschlagung des Bechers nicht gestört würde. Darüber hinaus wird zumindest in dieser Phase der Strahl durch den Becher nicht übermäßig deformiert. Das deutet in dieser Situation auf ein sauberes Einschneiden des Bechers in den Strahl hin. Ein anderer Effekt, der auch bereits im Zuge

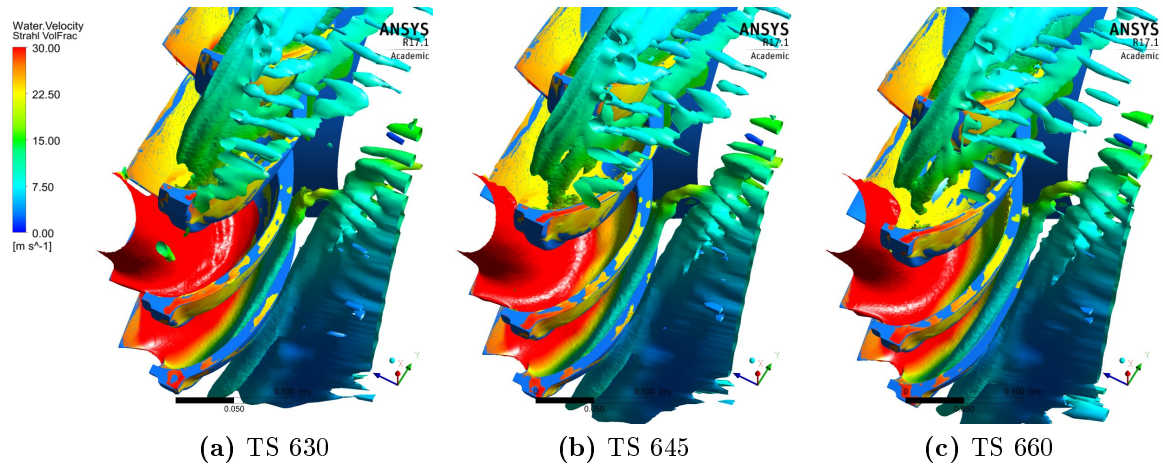


Bild 7.14: Strömungssituation beim Bechereingriff in den Strahl im Standardlastfall

des Gitter- und Topologie-Vergleichs beobachtet werden konnte, ist die Beaufschlagung an der Becheraußenseite. Das wird nachfolgend nochmals detailliert betrachtet.

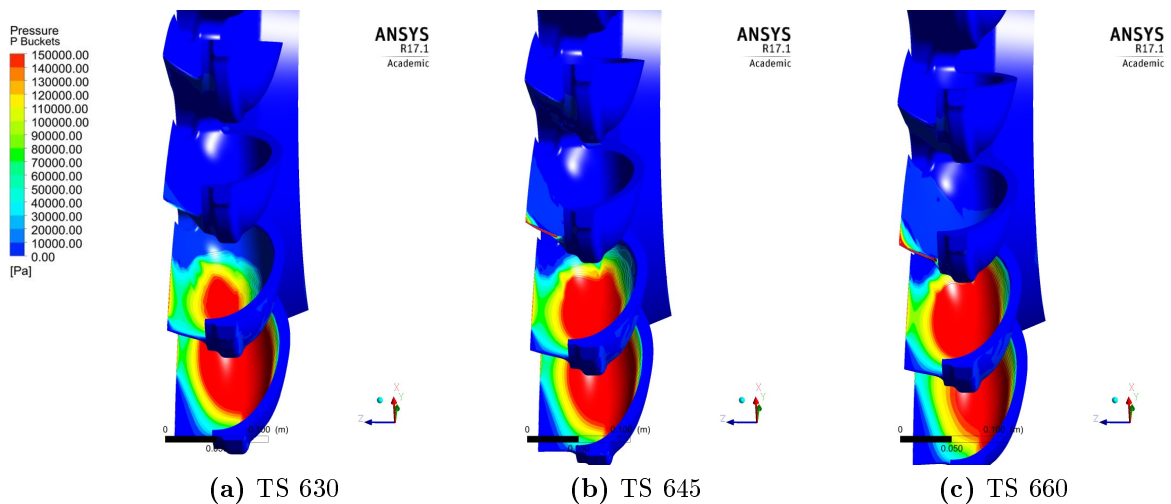


Bild 7.15: Druckverteilung an der Becheroberfläche beim Bechereingriff in den Strahl im Standardlastfall

Wie in den Diagrammen in Abbildung 7.13 zu erkennen ist, beginnt das Verlust-Moment bei Zeitschritt 630 anzusteigen. In Bild 7.14a ist jedoch noch kein Kontakt zwischen Strahl und Becher zu erkennen. Dies könnte möglicherweise an der gewählten Volume Fraction liegen. Um ein besseres Verständnis für das Auftreten des Widerstandes zu gewinnen ist nachfolgend in Abbildung 7.15 der Druck auf der Becheroberfläche dargestellt. Es handelt sich hierbei um Darstellungen in den gleichen Zeitschritten wie in Abbildung 7.14.

Man kann in Bild 7.15a an der Nebenschneide bereits einen erhöhten Druck erkennen. Eine genauere Betrachtung dieses Effekts zeigt, dass der Druck an der unteren Hälfte der Nebenschneide beginnt anzusteigen. Demnach wirkt nach der Definition in Abbildung 7.1 zunächst ein Druck auf die Becheraußenseite, der ein Drehmoment entgegen der Umlaufrichtung des Laufrades bewirkt. Erst nach einigen Zeitschritten beginnt sich der Druck an der Becherinnenseite aufzubauen. Das kann nach dem Zeitschritt 645 beobachtet werden. Es handelt sich dabei um jenen Bereich, in dem das Verlust-Drehmoment wieder abnimmt.

Aus dem Diagramm in Bild 7.13b kann man nach dem kleinen Peak, der den größten Widerstand in diesem Becher-Zyklus kennzeichnet, eine Vorzeichenumkehr des Drehmomentes an der Becheraußenseite erkennen. Deshalb ist es schwierig, wie bereits weiter oben erklärt wurde, eine genaue, örtliche Zuordnung der Verluste vorzunehmen.

Wird der betrachtete Vorgang aus einer anderen Perspektive und für weitere Zeitschritte analysiert, so kann ein zusätzliches Phänomen beobachtet werden.

Abbildung 7.16 zeigt dazu die Interaktion des Strahls mit dem Becherausschnitt.

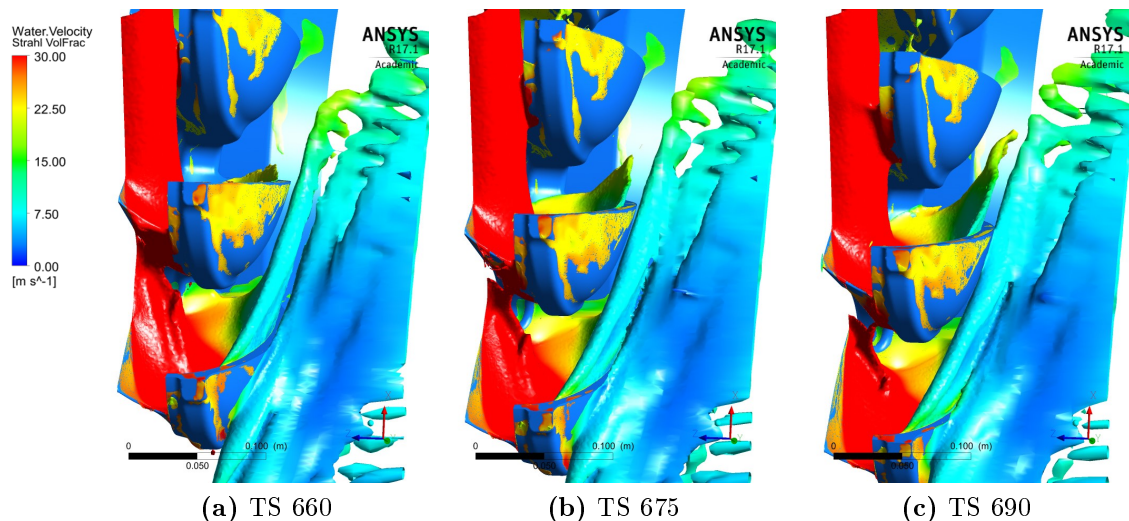


Bild 7.16: Strömungssituation im Becherausschnitt im Standardlastfall

Bei Betrachtung des Ausschnitts von Becher 3 am oberen Bildrand in Bild 7.16a kann erkannt werden, wie der Strahl infolge der Interaktion mit dem Becher bzw. durch die Rückbeaufschlagung des Bechers geringfügig zur Seite hin verdrängt wird. Im Zeitschritt 660 führt das zum Benetzen der senkrechten, nach links orientierten Fläche des Becherausschnitts. In weiterer Folge wird durch die Außenfläche nächst dem Ausschnitt Wasser des Strahls nach vorne weggedrückt bzw. herausgeschlagen. In Abbildung 7.16 kann erkannt werden, dass mit fortschreitender Zeit die Außenwand des Bechers zunehmend von Wasser benetzt wird und dadurch auch auf dieses Phänomen hindeutet. Das verursacht Verluste durch den Impulsaustausch zwischen dem Strahl und der Becheroberfläche und durch Wasser, welches der eigentlichen Energiewandlung

nicht mehr zur Verfügung steht. Der auftretende Verlust kann aus dieser Analyse jedoch nicht quantifiziert werden. Das Auftreten dieses Effekts ist natürlich von den Dimensionen des Stahls abhängig und muss demnach für jeden Lastfall separat betrachtet werden.

Vergleicht man jenen Teil des Strahls, der sich unterhalb des dritten Bechers befindet und Becher 4 beaufschlagt, so lässt sich in geringem Maße erkennen, wie der Strahl in seiner Breite zunimmt. Das ist als Ergebnis des nachfolgend betrachteten Effekts.

Rückbeaufschlagung der Becher

Führt man die Betrachtung aus obigem Abschnitt weiter, so kann bei der Analyse der Ergebnisse ein Effekt festgestellt werden, der in der Regel unerwünscht ist. Bei der Rückbeaufschlagung kommt es zur Benetzung der Freifläche des Bechers. Das ist dann der Fall, wenn die Freifläche durch die Rotation des Laufrades auf den teilweise abgetrennten Strahl drückt, bzw. wenn sich die Freifläche mit einer größeren Geschwindigkeit nach unten bewegt, als der Strahl. Ursächlich für diesen Zustand können verschieden Faktoren sein. Zum einen ist der Freiwinkel entscheidend, aber auch das Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zur Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades.

Zum besseren Verständnis des Vorgangs der Rückbeaufschlagung sind in Abbildung 7.17 eine Reihe von Bildern dargestellt, die das Laufrad mit Blick auf die Symmetrieebene zeigen. Die einzelnen Plots sind immer durch 15 Zeitschritte bzw. drei Grad Rotation voneinander getrennt. Die Form der Darstellung soll aufzeigen, wie sich dieser Effekt präsentiert und welche Auswirkung davon ausgehen.

Bereits in der Abbildung des Zeitschritts 645, kurz nachdem der Becher in den Strahl eingedrungen ist, kann erkannt werden, wie sich der Strahl an die Freifläche des Bechers anlegt. Mit fortschreitender Drehung des Laufrades verstärkt sich der Effekt, bis am Ende beinahe die gesamte Freifläche mit Wasser benetzt ist. Dabei wird naturgemäß auch der abgetrennte Strahl zunehmend verzerrt bzw. verformt. In Abbildung 7.17d kann gesehen werden, wie der Wasserfilm beginnt sich von der Freifläche des Bechers 4 abzulösen. Das Ablösen erfolgt an einer Unstetigkeit der Geometrie der Becherrückseite, die sich am Auslauf der Freifläche befindet. Bei genauerer Betrachtung des letzten Bildes, kann auch gesehen werden, wie Becher 3 nicht nur an der Unterseite von Wasser benetzt wird, sondern auch an der Seitenfläche des Ausschnitts und darüber hinaus bis zur Versteifungsrippe der rechten Becherhälfte. Diese Erscheinung stimmt mit der Beobachtung aus vorhergehendem Abschnitt überein, bei dem die Aufweitung des Strahls und die Benetzung der Randfläche des Becherausschnittes thematisiert wurde.

Davon können nun verschiedene Effekte, wie beispielsweise Auswirkungen auf die Strahl-Becher-Interaktion des vierten Bechers ausgehen. Darüber hinaus können Verluste, den Rückgewinn von Arbeit aber auch eine Schädigung des Laufrades durch Kavitation induziert werden. Ersteres ist gut zu verstehen, da sich die zunehmende Verformung des unteren Strahlstücks auf die Art der Beaufschlagung des voreilenden Bechers auswirkt und Einfluss auf den Impulsaustausch im Becher 4 nimmt. Durch die

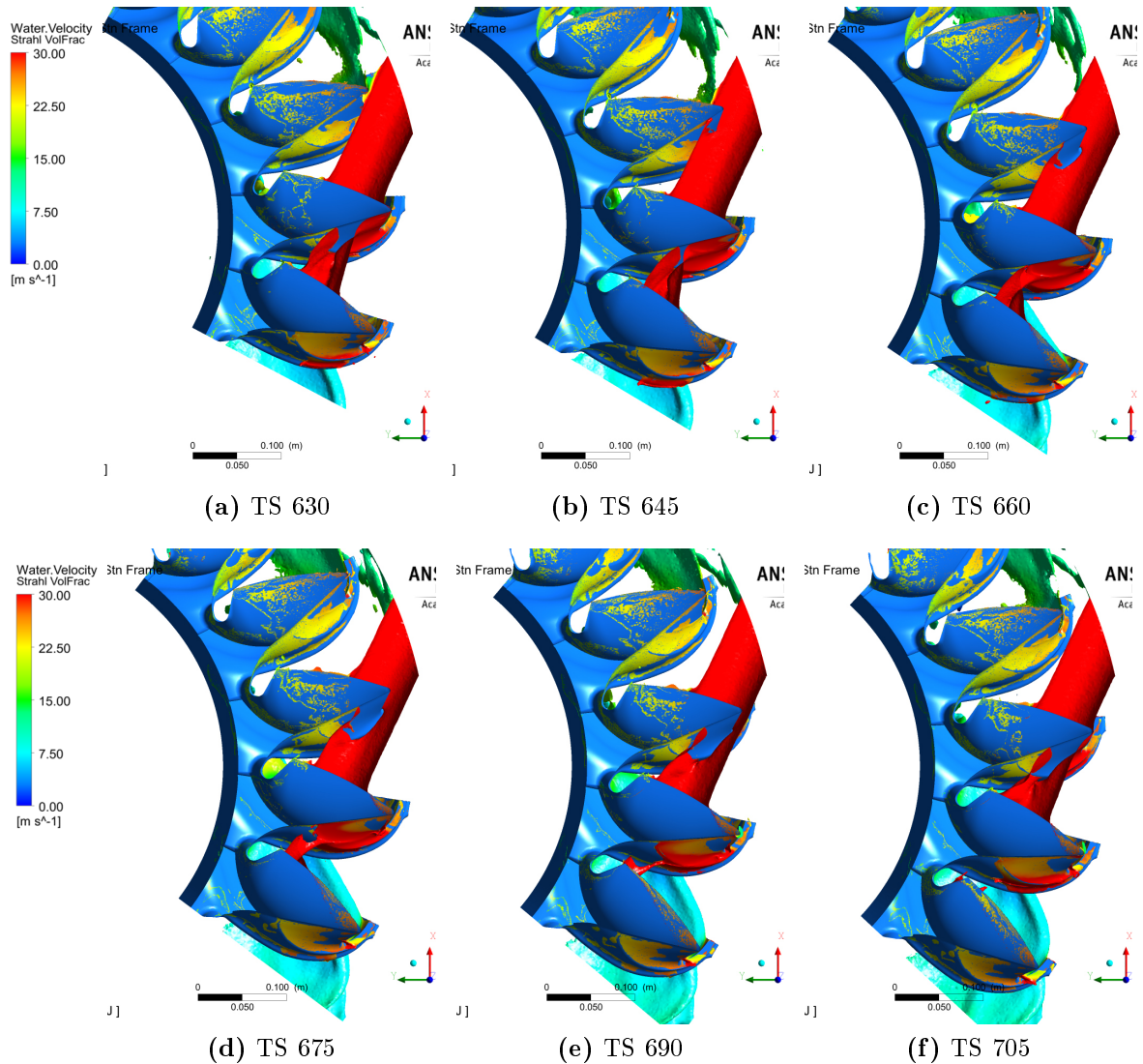


Bild 7.17: Rückbeaufschlagung des Bechers

Interaktion des Strahls mit der Freifläche kann es auch an dieser Stelle zu einem Impulsaustausch kommen. Wenn der Becher mit der Rückseite gegen den Strahl drückt, so ist von der Ausbildung eines Widerstandes auszugehen, da dabei eine resultierende Kraftkomponente senkrecht zur Oberfläche auftritt. Abgesehen von einem Verlust kann an der Freifläche auch eine treibende Kraftkomponente auftreten. Dieser Effekt wurde von ZENG ET AL. [53] aufgezeigt und dem sogenannten Coanda-Effekt zugeschrieben. Dabei führt die Umströmung der Freifläche zum Absinken des Druckes an der Oberfläche, wodurch in weiterer Folge ein treibendes Drehmoment resultiert. Allerdings muss hier bedacht werden, dass mit geringer werdendem Druck die Gefahr von Kavitation zunimmt. Grundsätzlich geht mit zunehmender Beaufschlagung der Becher Rückseite

eine steigende Kavitationsneigung einher und sollte daher vermieden werden.

Dieser Effekt ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Dabei ist an der Freifläche ein Bereich zu erkennen, an dem der Druck unterhalb des Umgebungsdrucks liegt. Daraus folgt eine Kraftkomponente, die ein Drehmoment in Umlaufrichtung bewirkt.

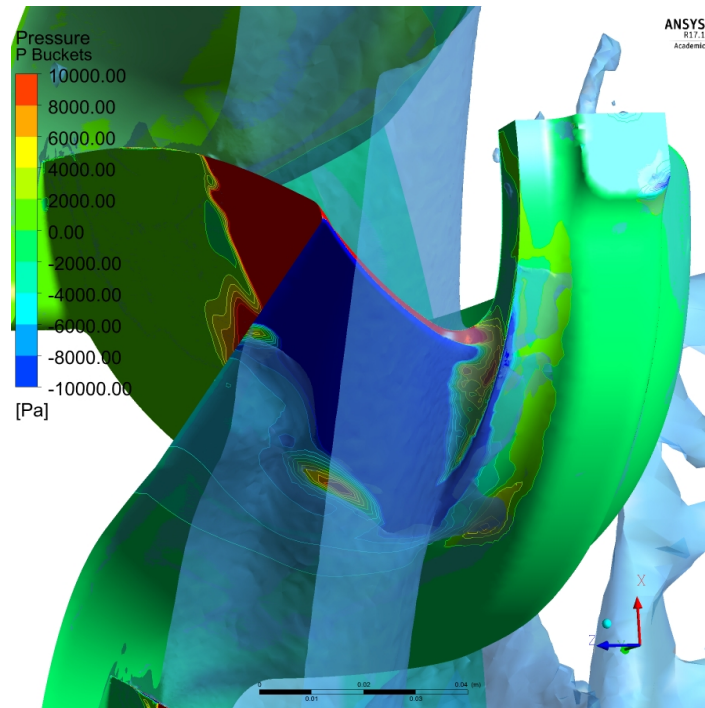


Bild 7.18: Negative Druckverteilung an der Freifläche

Aus Abbildung 7.17 kann, abgesehen von der Rückbeaufschlagung auch ein weiteres Detail erkannt werden, welches aus der Theorie hervorgeht. In der Regel spricht man bei Pelton-Turbinen davon, dass im Mittel immer zwei Becher zugleich von einem Strahl beaufschlagt werden. Das ist auch hier der Fall.

Ende des Bechereingriffs

In diesem Abschnitt soll an wenigen Darstellungen das Ende des Bechereingriffs gezeigt werden. Also jene Phase, in welcher der gesamte ankommende Strahl einen Becher beaufschlagt. Wie bereits zuvor gezeigt wurde, kommt es am Beginn des Bechereingriffs zur Beaufschlagung der Becheraußenfläche neben dem Ausschnitt des Bechers. Beim Durchdringen des gesamten Strahls durch die Nebenschneide, zeigt sich ein vergleichbares Phänomen. Allerdings geschieht dies hier nicht durch die Außenwand des Bechers, sondern vielmehr durch die Nebenschneidenkante bzw. das äußere Ende der Freifläche.

In Abbildung 7.19 ist die Situation an der Nebenschneidenkante abgebildet, wobei zwischen den Bildern jeweils 10 Zeitschritte bzw. zwei Grad Rotation liegen. Bei genauer

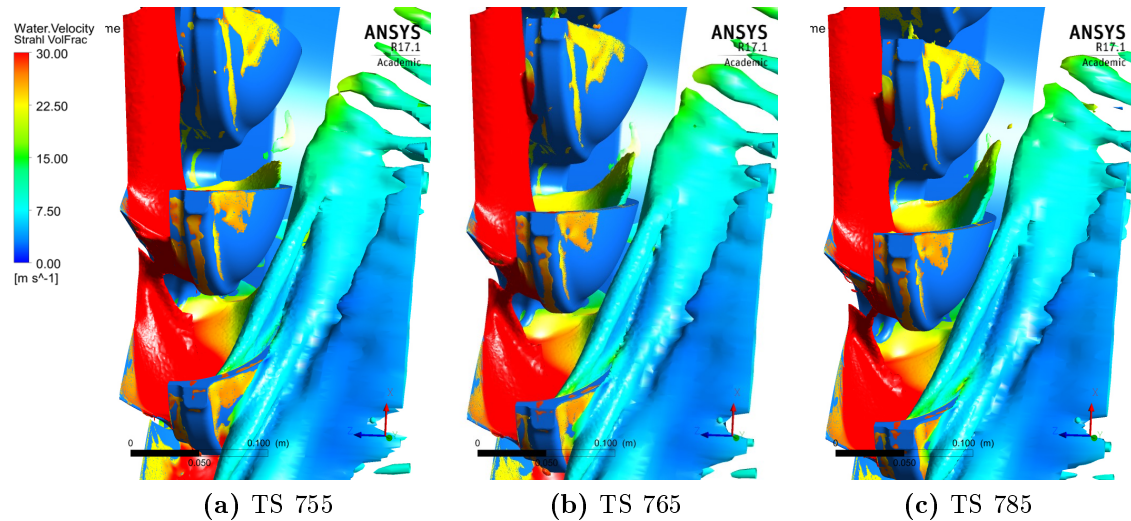


Bild 7.19: Strömungssituation im Becherausschnitt bei der Durchdringung des Stahls

Betrachtung kann man an der Nebenschneide erkennen, wie sich in etwa im Gleichgang mit dem Ablösen des Strahles von der Freifläche, Wasser nach außen hin vom Becher ablöst. Ob dieser Effekt nun durch die Bewegungssituation der Nebenschneide zu Stande kommt, oder durch Wasser, welches den Becher durch den Becherausschnitt wieder verlässt, kann nur schwer beurteilt werden. Es ist auch die Dimension dieser Erscheinung schwer einzuordnen, da vor allem kleinere Wasser Tröpfchen durch die Simulation nicht ausreichend genau abgebildet werden können. Es zeigt sich auch, dass das abgelöste Wasser sehr schnell dissipiert. Grundsätzlich entsteht jedoch der Eindruck, dass die Signifikanz hier als gering einzuschätzen ist. Für andere Lastfälle, vor allem mit höheren Durchflüssen, muss die Situation allerdings neu bewertet werden.

Energieumsetzung im Becher

Nachdem die Vorgänge um die Beaufschlagung des Bechers in den vorhergehenden Abschnitten bereits behandelt wurden, folgt hier ein Blick auf die Interaktion des Strahls mit der Becherinnenseite. Wobei vor allem die Druckverteilung zusammen mit dem Drehmomentverlauf betrachtet wird. Dazu soll zunächst der Drehmomentverlauf des Bechers 3 und die Änderungsrate des Drehmomentes je Zeitschritt gegenübergestellt werden. Abbildung 7.20 zeigt die beiden Kurven, wobei das Drehmoment, wie bei den anderen Drehmomentverläufen, für den Fall des gesamten Laufrades aufgewertet ist. Es ist darauf zu achten, dass ein negativer Gradient eine Zunahme des hier negativen Drehmomentes anzeigt.

Aus dieser Abbildung geht gut hervor bei welchem Zeitschritt bzw. welchem Drehwinkel das maximale Drehmoment, sowie der maximale Anstieg des Drehmomentes auftritt. Es ist dabei ersichtlich, dass das Maximum des Drehmomentverlaufs dem größten

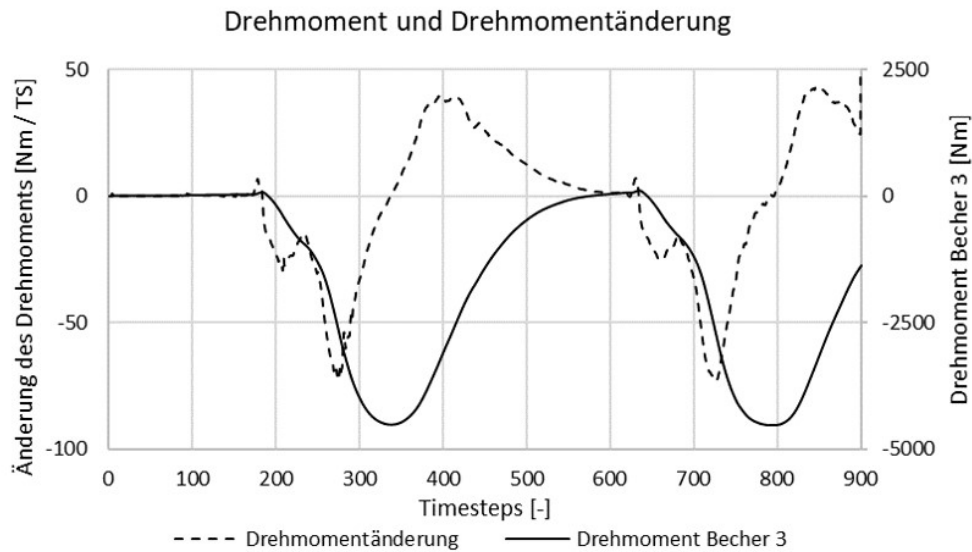


Bild 7.20: Drehmoment-Änderungsrate von Becher 3

Anstieg des Drehmoments deutlich nacheilt. Eine genauere Betrachtung verrät, dass das größte Drehmoment beim Zeitschritt 338 wirkt. Zu diesem Zeitpunkt beträgt der Winkel zwischen Strahl und der Symmetrieebene des Bechers in etwa 80° . Die größte Zunahme des Drehmoments erfolgt bei Zeitschritt 271, wo ein Beaufschlagungs-Winkel von rund 65° vorliegt. Daran kann man erkennen, dass beide Extremwerte noch deutlich vor der senkrechten Beaufschlagung auftreten. Im Anschluss wird in Abbildung 7.21 die Druckverteilung an der Becherinnenseite dargestellt, wobei jeweils fünf Grad zwischen den einzelnen Plots liegen.

Bringt man nun die Plots aus Abbildung 7.21 mit dem Diagramm in Abbildung 7.20 in Verbindung, ist folgendes auffällig. Bereits bei Zeitschritt 250 tritt ein vergleichsweise großes Drehmoment auf, allerdings ist der Druck auf die Innenseite, der hauptsächlich für das resultierende Drehmoment verantwortlich ist, noch nicht sehr stark ausgeprägt. Mit zunehmendem Zeitschritt kann gut erkannt werden, wie sich erst eine Zone hohen Drucks am Bechergrund ausbildet und in weiterer Folge zunehmend größer wird. Nach obiger Ausführung liegt das höchste Drehmoment bei einer Druckverteilung vor, die zwischen den Plots in den Bildern 7.21d und 7.21e liegt. Es ist auch gut zu sehen, dass während der Phase des Druck- bzw. Drehmomentanstiegs, die Zone höchsten Druckes näher an der Becherwurzel konzentriert ist. Auffällig gestaltet sich dabei die Form dieser Zone, die nahe der Becherwurzel eine ausgeprägte Ecke aufweist. Dies ist vermutlich der Bechergeometrie zuzuordnen, es kann bei der Analyse der Strömungssituation jedoch keine genaue Ursache für dieses Phänomen abgeleitet werden. Ab dem Zeitschritt 350 beginnt sich die Verteilung des Druckes an der Becheroberfläche zunehmend zu vergleichmäßigen. Am Ende wandert die Zone höheren Druckes im Becher nach außen und steigt zur Austrittskante hin an.

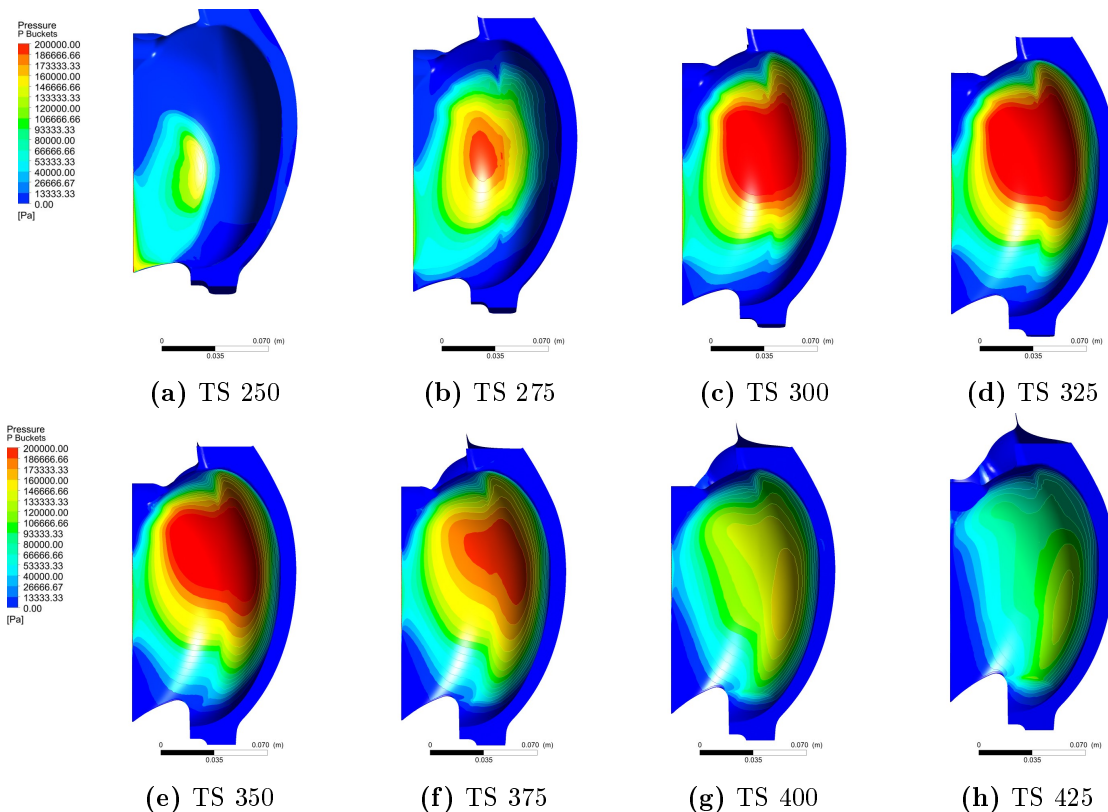


Bild 7.21: Druckverteilung an der Innenfläche von Becher 3

Ausströmen und Beaufschlagung der Laufrad Außenseite

Wie bereits an früherer Stelle erkannt wurde, kommt es beim Ausströmen aus dem Becher an anderer Stelle zur Beaufschlagung der Becheraußenseite durch Wasser, welches aus anderen Bechern austritt.

Hier soll für den Standardlastfall aufgezeigt werden, wie sich das im Laufe eines Becherzyklus darstellt und wo das am Laufrad auftritt. Es wird dabei versucht eine Relation der Ausströmsituation herzustellen.

In den Abbildungen 7.22 und 7.23 sind sowohl die Strömungssituation am Becheraustritt, sowie die Druckverteilung an der Becheraußenseite dargestellt. Es sind dabei sechs Zeitschritte mit einem Abstand von drei Grad Rotation abgebildet. Für jeden Zeitschritt liegt eine Paarung aus zwei Bildern vor, welche oben die Strömungssituation und unten die Druckverteilung zeigt.

Für die gezeigten Zeitschritte können nun mehrere Dinge angemerkt werden. Man sieht im Zeitschritt 760, dass sowohl Becher 3 als auch Becher 4 vom Strahl beaufschlagt werden. Dabei besteht naturgemäß der Unterschied des Zeitfortschrittes. Dadurch ergibt sich eine unterschiedliche Ausströmrichtung der zwei Becher. Zu Beginn des Ausströmens, wie das in Bild 7.22a für den vierten Becher zu sehen ist, tritt der Wasserfilm

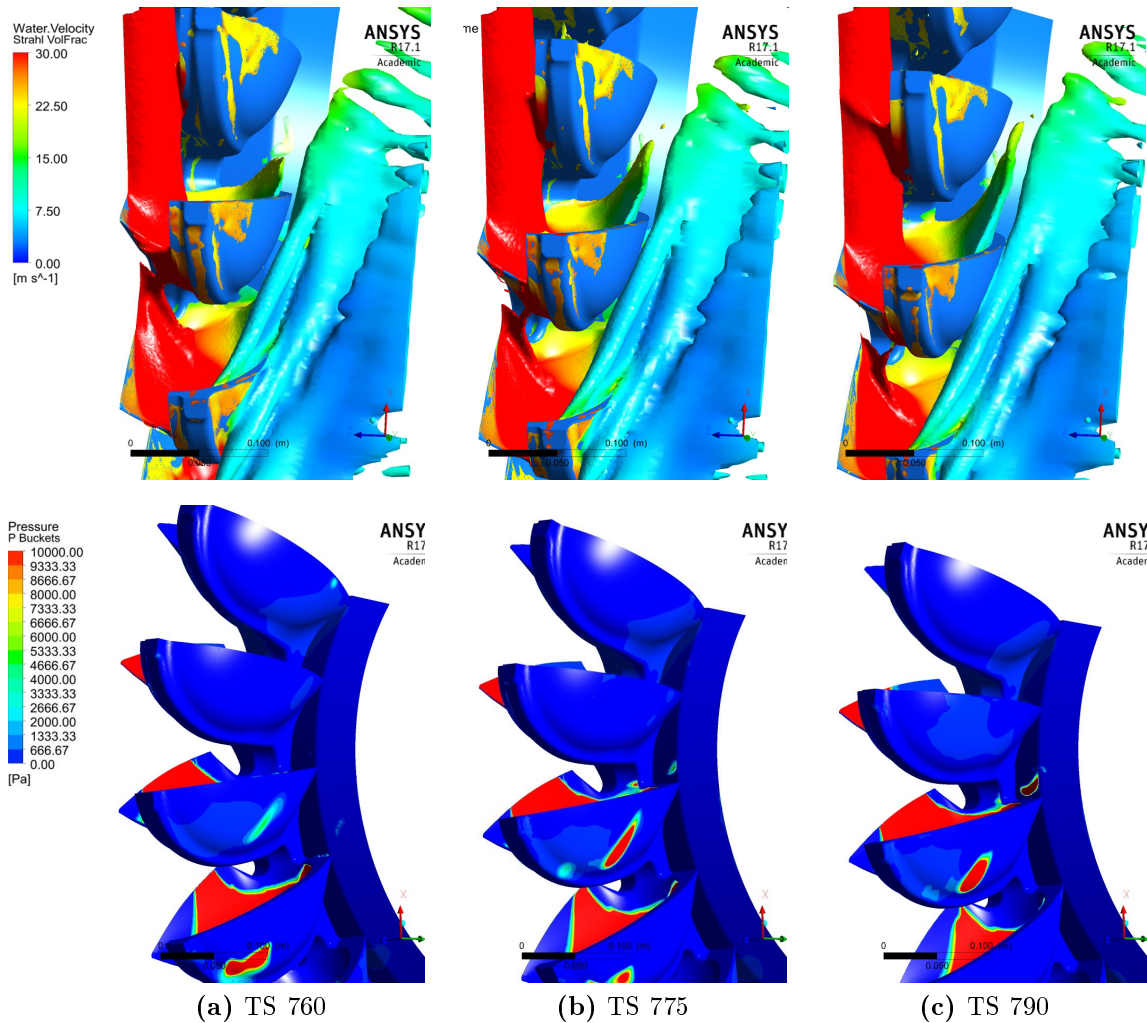


Bild 7.22: Ausströmen aus dem Becher im Standardlastfall und Beaufschlagung der Becher-
außenfläche 1

mit einer ausgeprägten Geschwindigkeitskomponente radial nach innen aus. Das führt zum Beaufschlagen der Laufradnabe nächst der Becherwurzel, wie in den folgenden Zeitschritten an den Druck-Plots zu erkennen ist.

Mit fortschreiten der Zeit bzw. der Rotation erfolgt der Austritt des Wassers zunehmend radial nach außen orientiert. Das kann auch in Bild 7.17a sehr gut beobachtet werden.

Die Druck-Plots zeigen ein ähnliches Bild. Im ersten abgebildeten Zeitschritt kann eine geringfügige Interaktion zwischen dem Wasserfilm und der Oberfläche von Becher 3 erkannt werden. Bei Becher 4 hingegen ist die Interaktion deutlich zu erkennen, wobei diese aus zuvor beschriebener Ursache deutlich weiter links auftritt. Beim Vergleich der einzelnen Bilder ist mit zunehmendem Zeitschritt zu erkennen, dass die Intensi-

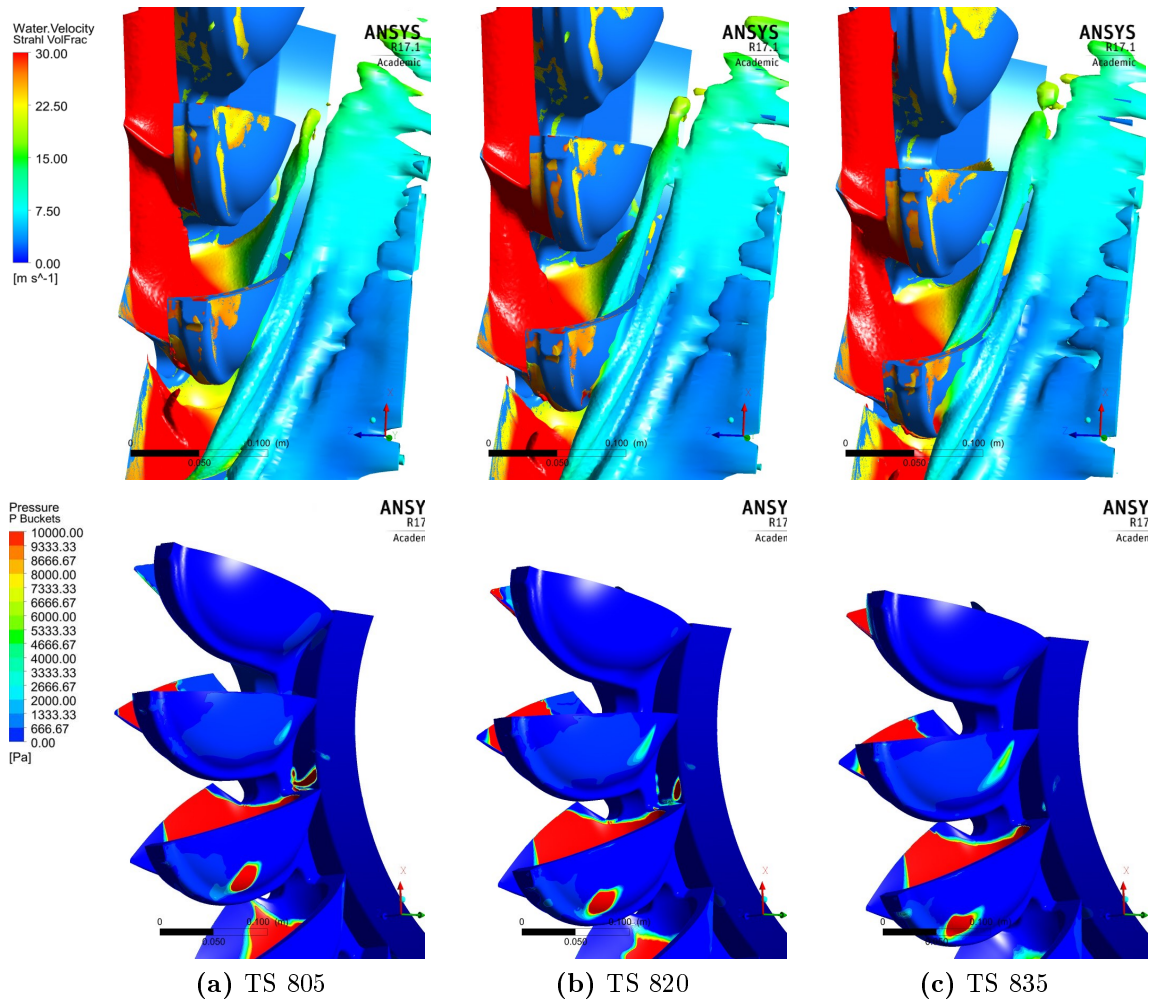


Bild 7.23: Ausströmen aus dem Becher im Standardlastfall und Beaufschlagung der Becheraußenfläche 2

tät der Interaktion zunächst ansteigt und sich die Interaktionszone weiter nach außen bewegt. Zusammenfassend ist anzumerken, dass in diesem Lastfall eine deutliche Interaktion an der Becheraußenfläche zu erkennen ist. Das ist nicht nur auf Grund von Einbußen durch den Impulsaustausch an der Oberfläche unerwünscht, sondern auch wegen des Becherverschleißes. Je nach Intensität der Beaufschlagung kann es zu erosiven Effekten kommen, die einen Materialabtrag bewirken. Ursächlich für den Kontakt an der Außenwand ist die Gestaltung des Bechers, bzw. die Wahl des Austrittswinkels. Durch andere Randbedingungen wie beispielsweise eine höhere Strahlgeschwindigkeit oder einen höheren Durchfluss kann sich eine Änderung der Situation einstellen.

Zusammenfassung der Erkenntnisse aus der Simulation des Standardlastfalls

An dieser Stelle sind die in Abschnitt 7.5 beschriebenen Phänomene nochmals kurz zusammengefasst.

Ganz allgemein haben die Simulationsergebnisse gezeigt, dass in diesem Fall die gleichen Störeinflüsse vom Simulationssetup ausgehen wie auch in den Abschnitten davor. Zum Strömungsverhalten im Laufrad kann bei einer Fallhöhe von 108 m und einem Durchfluss, der in etwa der zu 72 % geöffneten Düse entspricht, folgendes ausgesagt werden. Der Beginn der Strahl-Becher-Interaktion – also das Eindringen bzw. das Hineinschneiden des Bechers in den Strahl – verläuft zu Beginn, wie das zu erwarten ist. Es zeigt sich jedoch im weiteren Verlauf, dass die Freifläche an der Becherrückseite in den Strahl hineingedrückt wird und damit die Interaktion von Strahl und Becher beeinflusst. Beim weiteren Bechereingriff ist eine großflächige Benetzung der Freifläche zu erkennen. Durch die Becherrückseite wird auch der abgetrennte Reststrahl deformiert. Die Rückbeaufschlagung ist auf die Wahl von Geometrieparametern bei der Becher- auslegung zurückzuführen, wobei diese oft einem Kompromiss unterliegt. Betrachtet man das Ausströmen aus dem Becher, so kann an der Becheraußenseite und an der Laufradnabe eine Interaktion mit dem austretenden Wasserfilm erkannt werden. Diese Situation ist auch auf die Geometrie des Pelton-Bechers zurückzuführen. Bei der Ausbreitung des Wasserfilms im Becher können keine Auffälligkeiten erkannt werden.

7.6 Auswertung des Lastfalles mit größtem Durchfluss und größter Fallhöhe

Nachdem der Standardlastfall analysiert wurde, folgt an dieser Stelle eine genauere Betrachtung des Lastfalls mit den größten Betriebsparametern. Der hier aufgezeigte Lastfall entspricht jenem, der durch einen Durchfluss ist, der in etwa dem Durchfluss bei maximaler Düsenöffnung entspricht (s. Abschnitt 6.3.2). Die Fallhöhe liegt in diesem Fall bei 118,9 m und ist damit um 10 % größer als im Standardlastfall. Auf Grund dieser Betriebsparameter wird nachfolgend die Bezeichnung $Q100 - H110$ verwendet. Die Analyse erfolgt jedoch nicht in der Tiefe, wie dies beim Basislastfall der Fall war. Bei diesem Lastfall werden lediglich Auffälligkeiten bzw. abweichende Erscheinungen aufgezeigt und mit dem Standardlastfall verglichen. Es wird auf die Gegenüberstellung der resultierenden Drehmomente verzichtet, da durch die stark abweichenden Betriebsparameter gänzlich andere Drehmomente auftreten und ein Vergleich daher nicht aussagekräftig wäre. Dennoch wird nachfolgend in Abbildung 7.24 der Drehmomentverlauf dieses Lastfalls dargestellt.

Diese Drehmomentkurven machen mehrerer Dinge deutlich. Zum einen ist klar ersichtlich, dass das resultierende Drehmoment deutlich höher ist, als im Standardlastfall. Auf der anderen Seite zeigt sich, dass ähnliche Phänomene zu erkennen sind, wie sie

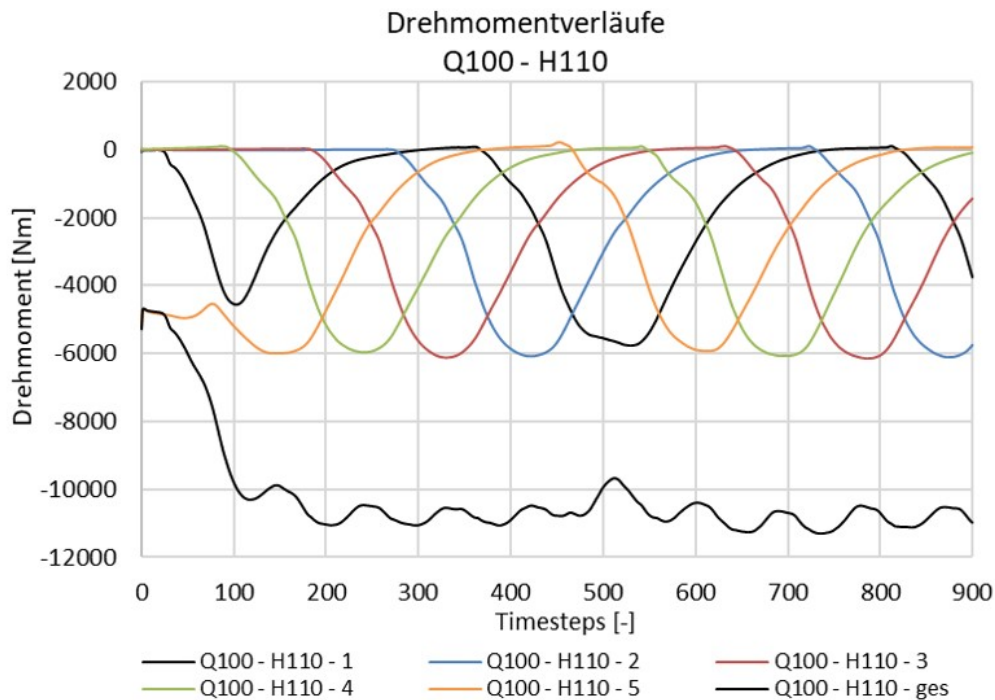


Bild 7.24: Drehmomentverlauf für die voll geöffnete Düse und die maximale Fallhöhe

bereits in den vorhergehenden Abschnitten auftraten. Abgesehen von der Anomalie im Drehmomentverlauf des ersten Bechers zeigt sich bei der Kurve des fünften Bechers ein etwas erhöhter Widerstand beim Bechereingriff, vergleichbar mit den Erkenntnissen des Standardbetriebspunkts. Auch die Zunahme des Drehmomentes in der zweiten Hälfte der Simulation zeichnet sich hier ab.

Bechereingriff in den Strahl

Durch die höheren Betriebsparameter treten bei diesem Lastfall verschiedene Erscheinungen verstärkt auf. So zeigt sich das auch beim Bechereingriff.

In Abbildung 7.25 ist die gleiche Situation dargestellt, wie in Abbildung 7.16. Auf Grund des größeren Durchflusses und dem damit verbundenen Anstieg des Strahldurchmessers, zeigt sich hier der gleiche Effekt wie für den Standardlastfall etwas verstärkt. Bei genauerer Betrachtung der drei Bilder kann gut erkannt werden, dass vom Rand bzw. der Stirnfläche des Becherausschnitts Wasser aus dem Strahl nach vorne und zur Seite hin verdrängt wird. Die Auswirkungen dieser Interaktion sind natürlich die gleichen, wie weiter oben für den Standardlastfall beschrieben wurde. Wobei hier eine größere Intensität des Impulsaustausches auftreten wird, bzw. mehr Wasser der Energiewandlung im Becher entzogen wird.

Beim Vergleich des Drehmoments fällt auf, dass der kleine Peak beim Eindringen der

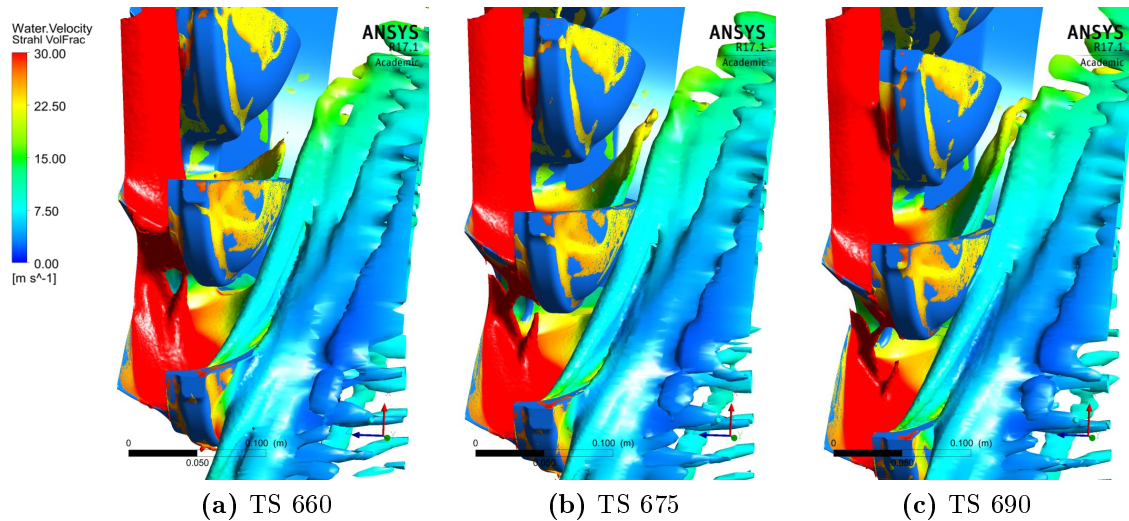


Bild 7.25: Strömungssituation im Becherausschnitt beim Bechereingriff im Lastfall $Q_{100} - H_{110}$

Nebenschneide in den Strahl etwas kleiner ausfällt. Das bestätigt die Vermutung, dass der hier gezeigte Effekt in seiner direkten Auswirkung auf das Drehmoment oder den Widerstand eine untergeordnete Rolle spielt. Demgegenüber ist die Rückbeaufschlagung, die nachfolgend betrachtet wird, als bedeutender einzustufen.

Rückbeaufschlagung der Becher

Entgegen obiger Annahme ist bei einem direkten, qualitativen Vergleich der Strömungssituation nur ein minimaler Unterschied in der Charakteristik der Rückbeaufschlagung zu erkennen.

Es zeigt sich, dass sowohl unmittelbar nach dem Eindringen des Bechers in den Strahl sowie auch am Ende, bevor sich der verbleibende Teil des Strahls von der Freifläche löst, eine sehr ähnliche Strömungssituation ergibt. Ein geringfügig anderes Bild liegt bei der Betrachtung des Diagramms in Abbildung 7.27 vor. Es stellt das gesamte, auf die Becherrückseite wirkende Drehmoment dar. In der Darstellung wird der Standardlastfalls dem hier betrachteten Lastfalls gegenübergestellt. Die Verläufe zeigen die Summe aller Becher am gesamten Laufrad.

In Abbildung 7.27 sind zwei Dinge zu erkennen. Zum einen ist ersichtlich, dass die Rückseite des Bechers einen nicht zu vernachlässigenden Betrag zum Drehmoment liefert. Zum anderen fällt der teils große Unterschied auf. Der Verlauf des Lastfalls mit erhöhtem Durchfluss und größerer Fallhöhe unterliegt einer größeren Schwankung und weist im Mittel einen größeren Betrag auf. Die Kurve des Standardlastfalls weist etwas geringere Drehmomentbeträge auf.

Eine Erklärung für das Zustandekommen des Drehmomentes an der Becherrückseite

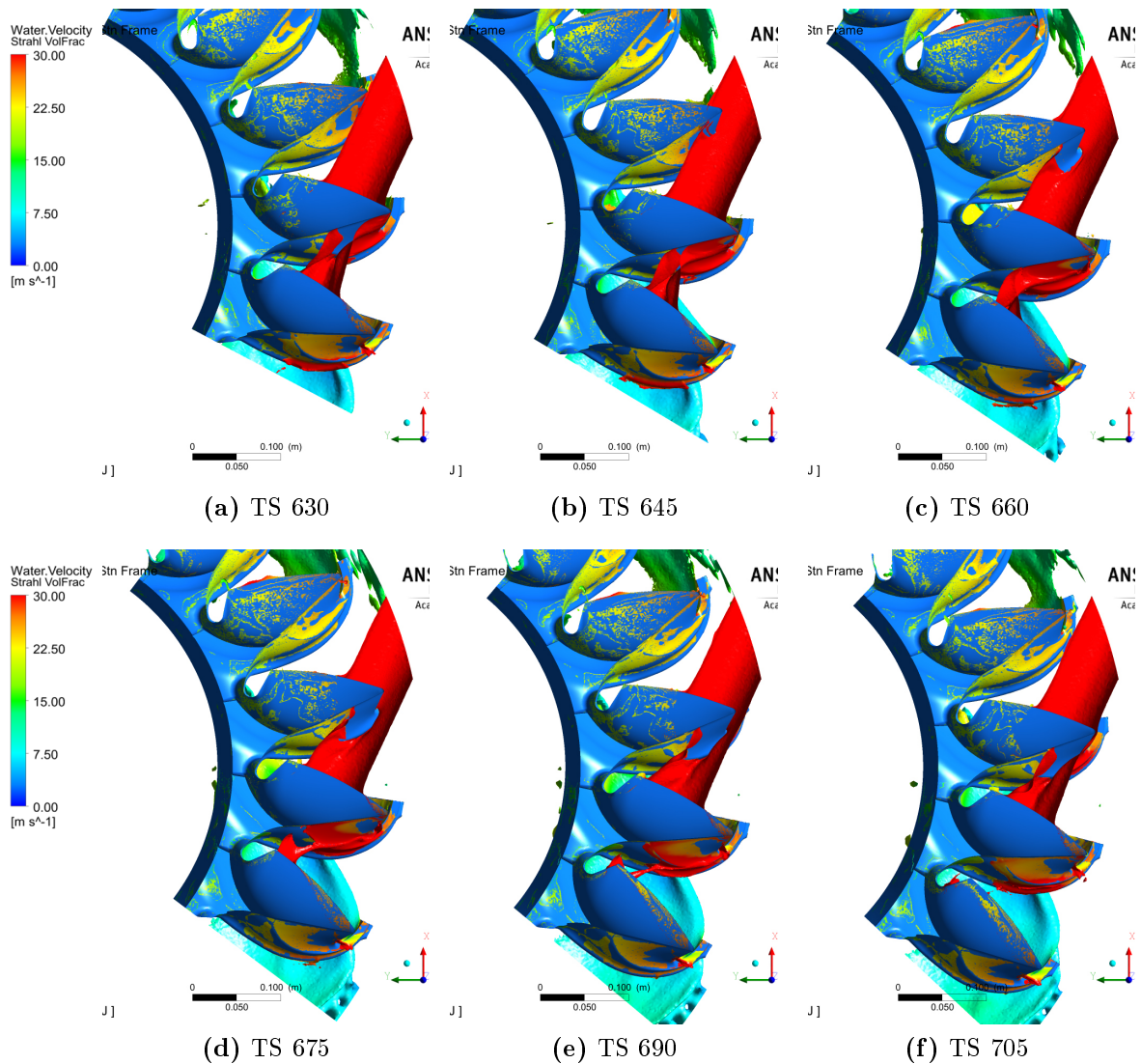


Bild 7.26: Rückbeaufschlagung des Bechers

ist bereits im vorhergehenden Abschnitt gegeben. Durch die Umströmung der Becher-rückseite kann sich an dieser eine negative Druckverteilung ausbilden, die zu einem treibenden Drehmoment führt. Es ist anzunehmen, dass die höhere Strahlgeschwindigkeit diesen Effekt verstärkt.

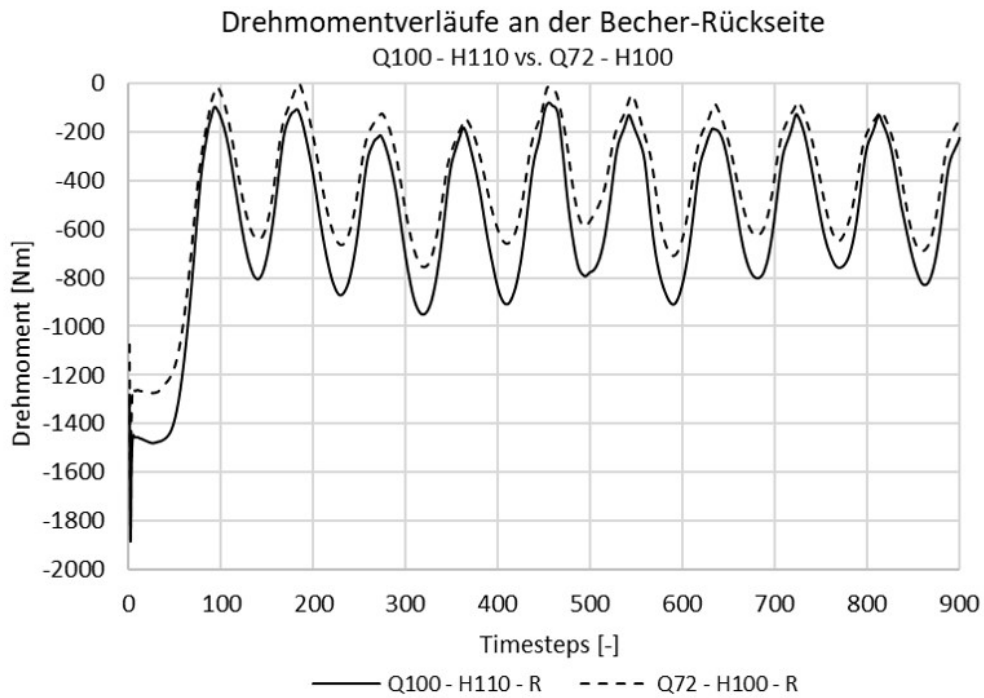


Bild 7.27: Vergleich der Drehmomentverläufe an der Becher-Rückseite der Lastfälle $Q100 - H110$ & $Q72 - H100$

Energieumsetzung im Becher

Die Durchströmung des Bechers bzw. die Mechanismen der Energieumsetzung unterliegen den gleichen Grundsätzen, die auch im Standardlastfall erklärt wurden.

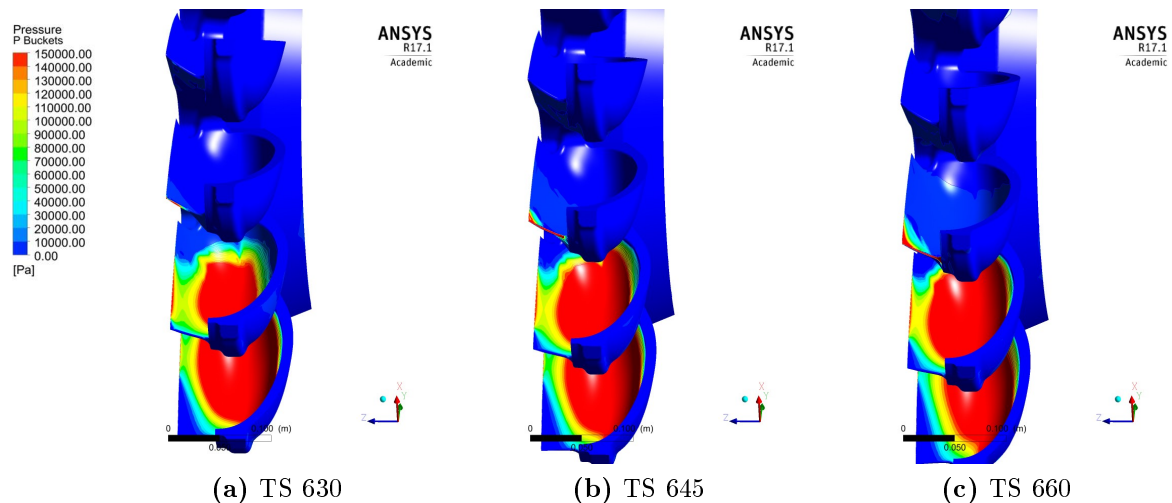


Bild 7.28: Druck an der Becherinnenseite im Lastfall $Q100 - H110$

Auf Grund der höheren Strahlparameter nimmt naturgemäß die Intensität des Impulsaustausches zu. Dadurch so steigt auch der Druck an der Becherinnenseite gegenüber dem Basislastfall. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 7.28 die Druckverteilung an der Becherinnenseite dargestellt, wobei die gleichen Zeitschritte wie in Abbildung 7.15 abgebildet sind. Der Vergleich zeigt die größeren Zonen hohen Drucks sehr deutlich, so wie das zu erwarten ist. Die höheren Strahlparameter und da vor allem die größere Geschwindigkeit führen dazu, dass sich in dem hier betrachteten Lastfall der Wasserfilm im Becher deutlich schneller ausbreitet. Das zeigt auch der Vergleich mit dem Standardlastfall.

Ausströmen und Beaufschlagung der Becheraußenfläche

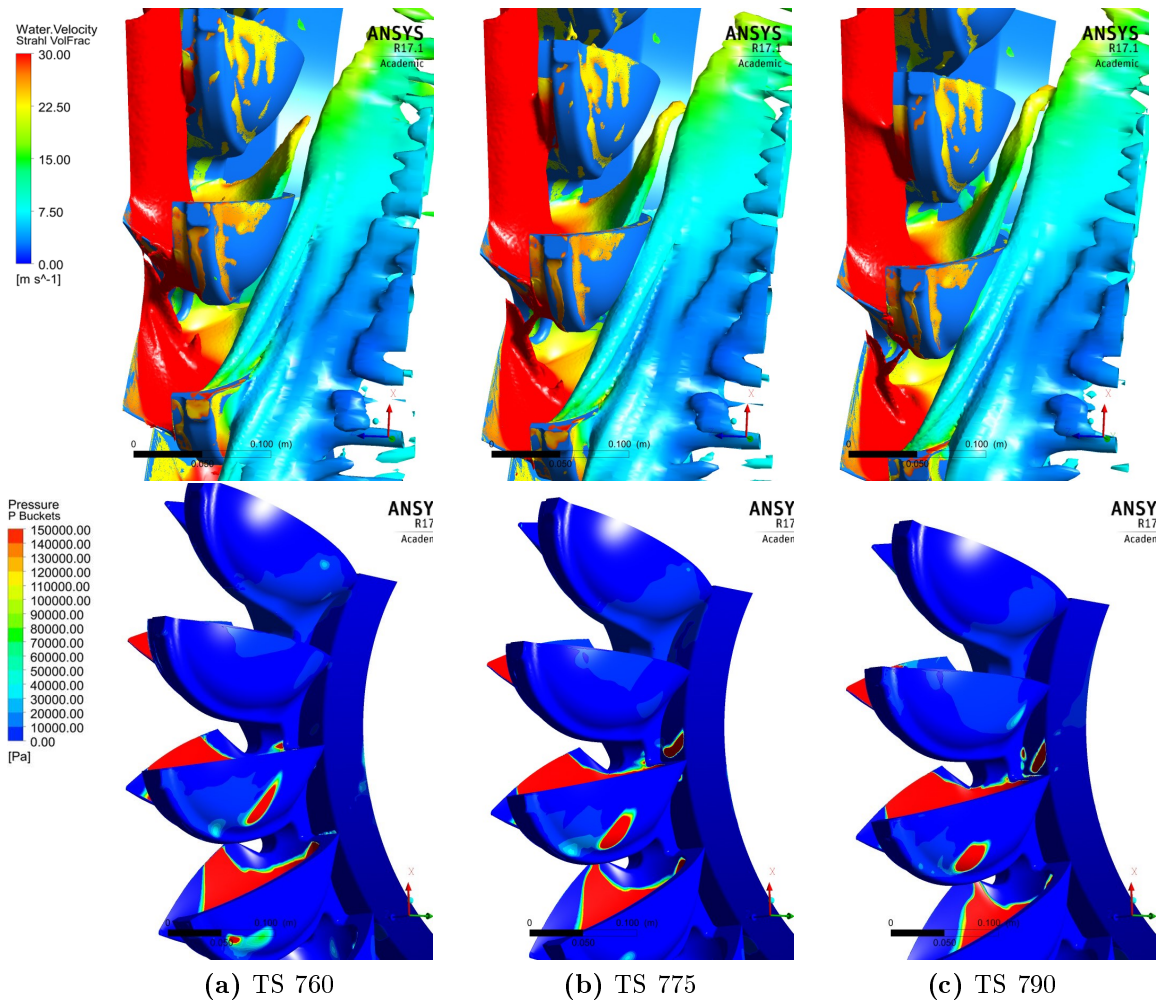


Bild 7.29: Beaufschlagung der Becheraußenfläche im Lastfall $Q_{100} - H_{110}$

Wird der Lastfall $Q100 - H110$ in diesen Belangen mit dem Standardlastfall verglichen, so können naturgemäß Unterschiede beobachtet werden, allerdings sind die Effekte und Mechanismen die gleichen.

Es tritt auch hier ein Kontakt zwischen dem ausströmenden Wasser und den nacheilenden Bechern auf. Die Auswirkungen dieser Interaktion sind die gleichen wie in den vorhergehenden Abschnitten dargestellt wurde. Durch den größeren Durchfluss tritt auch mehr Wasser aus den Bechern. Das ausströmende Wasser bildet beim vorliegenden Lastfall voluminösere Strukturen, die auch früher mit den Außenflächen der Becher interagieren und zu einem intensiveren Kontakt führen. Die Abbildung 7.29 zeigt die Situation beim Ausströmen und die Beaufschlagung an der Becheraußenseite. Es zeigen die übereinander angeordneten Bilder den gleichen Zeitschritt.

Zusammenfassung der Erkenntnisse aus der Simulation des Lastfalls $Q100 - H110$

Die Interaktion von Strahl und Bechern liefert bei den erhöhten Strahlparametern größtenteils ähnliche Zustände wie im vorher betrachteten Basisbetriebsfall. Gleich wie im Referenzfall schneidet der Becher am Beginn eines Beaufschlagungszyklus sauber in den Strahl hinein. Lediglich neben dem Ausschnitt kann eine Kollision des Bechers mit dem Stahl beobachtet werden. Dieser Kontakt war zu erwarten, da sich gleiches schon im Standardlastfall gezeigt hatte und der größere Strahldurchmesser diese Erscheinung begünstigt. Die Interaktion des Strahls mit der Freifläche sieht zunächst sehr vergleichbar aus und liefert ein ähnliches Strömungsbild. Das gilt sowohl für die Benetzung der Freifläche wie auch für das Ablösen des abgetrennten Strahlstücks. Allerdings hat sich gezeigt, dass an der Becherrückseite im Lastfall $Q100 - H110$ ein höheres, treibendes Drehmoment wirkt. Das ausströmende Wasser trifft nach dem Verlassen der Becher auf das Laufrad und auf die Laufrad-Nabe nächst der Becherwurzel. Damit ergeben sich Verluste und langfristig unter Umständen eine Schädigung der Becher.

7.7 Auswertung des Lastfalls mit dem geringsten Durchfluss und der geringsten Fallhöhe

Zum Abschluss erfolgt noch eine Betrachtung des Lastfalls mit den geringsten Strahlparametern. In dem hier analysierten Lastfall liegt am Inlet eine Fallhöhe von $H = 97,2m$ an. Die Fallhöhe liegt damit bei 90 % der Fallhöhe aus dem Standardlastfall. Der Durchfluss entspricht in etwa jenem, der sich bei halb geöffneter Düse einstellen würde (s. Abschnitt 6.3.3). Für eine einfachere Referenzierung im Folgenden wird der Lastfall mit $Q50 - H90$ bezeichnet. Auch diese Betrachtung wird nicht in der Tiefe durchgeführt, wie das beim Standardlastfall gezeigt wurde. Gleich wie im zuvor behandelten Lastfall werden hier Eigenheiten des Betriebsfalls aufgezeigt und mit dem

Standardlastfall verglichen.

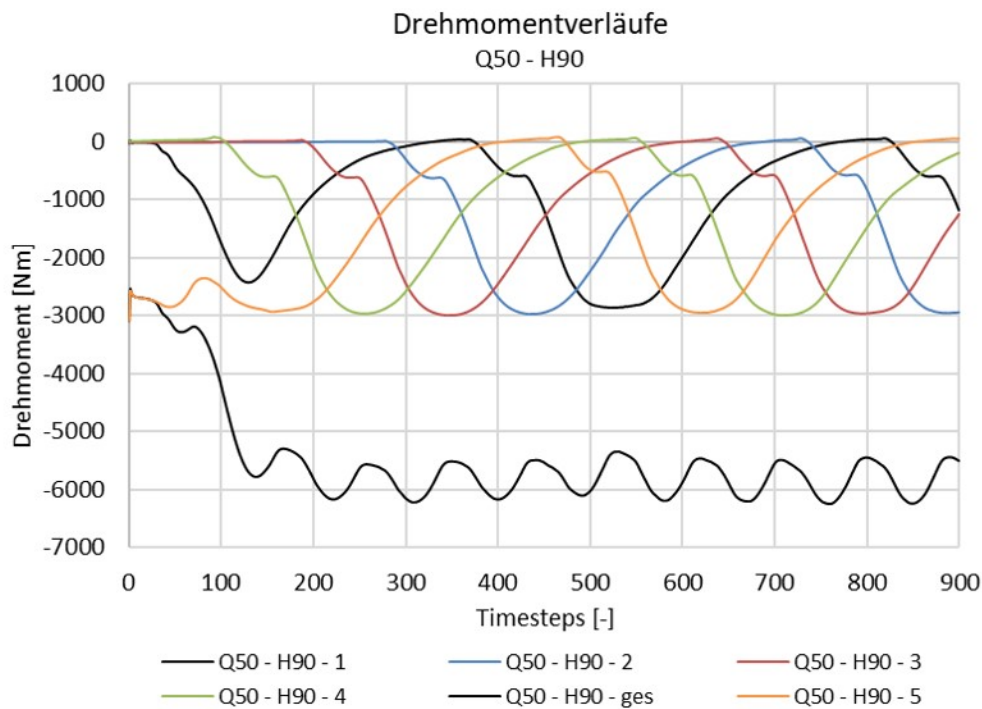


Bild 7.30: Drehmomentverlauf für halber Düsenöffnung und maximale Fallhöhe

Der Drehmomentverlauf der einzelnen Becher aber auch die Summe über alle Becher präsentiert sich hier gleichmäßiger als bei den beiden zuvor gezeigten Lastfällen. Abgesehen vom klar geringeren Drehmoment infolge der kleineren Betriebsparameter, zeigt sich, dass die Auffälligkeiten im Verlauf des Bechers 1 und daraufhin im Gesamtdrehmomentverlauf weniger stark auftreten. Auch der Widerstand beim Bechereingriff erscheint hier gleichmäßiger als in den beiden zuvor betrachteten Lastfällen.

Bechereingriff in den Strahl

Der Vergleich des Basislastfalls mit dem Lastfall $Q100 - H110$ hat die Vermutung bestätigt, dass viele Erscheinungen in verstärkter Weise auftreten. Demnach ist hier das Gegenteil zu erwarten.

Führt man einen Vergleich der Widerstände, die beim Eindringen des Bechers in den Strahl auftreten, so tritt dieses bremsende Drehmoment beim Lastfall $Q50 - H90$ in einer geringeren Größenordnung auf.

Abbildung 7.31 zeigt die Strömungssituation beim Bechereingriff, wobei die gleichen Zeitschritte dargestellt sind, wie bei den vorhergehenden Analysen. Eine genauere Betrachtung der Situation zeigt, dass das Eindringen der Nebenschneide sauber von statten geht. Der Kontakt der seitlichen Wandfläche des Becherausschnitts mit dem

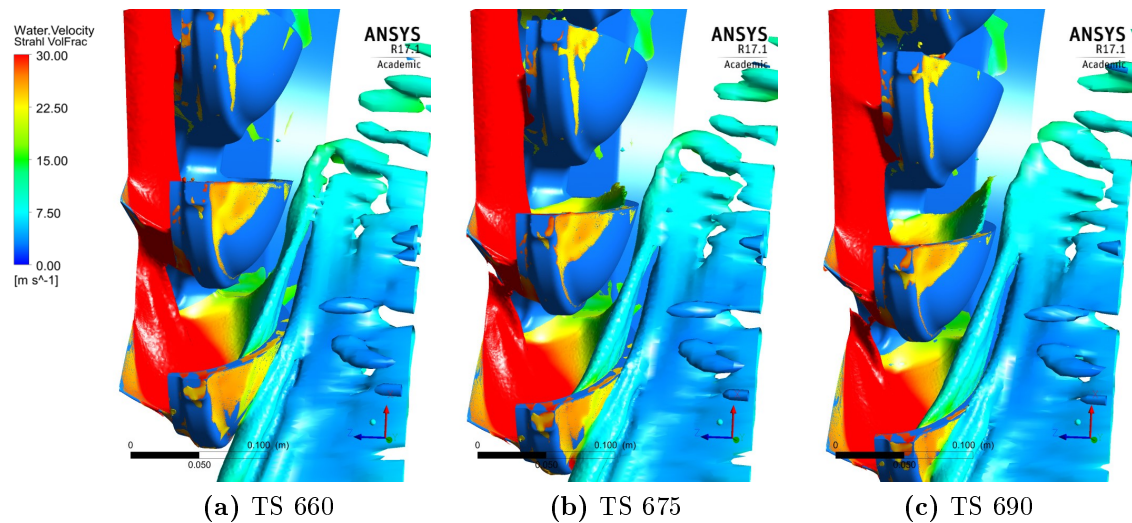


Bild 7.31: Strömungssituation im Becherausschnitt im Lastfall $Q50 - H90$

Strahl kann bei dieser Konstellation nicht beobachtet werden. Auf Basis der Ausbildung dieses Effekts im Standardlastfall und beim Lastfall $Q100 - H110$ war in Folge des geringeren Strahldurchmessers eine Besserung des Effekts zu erwarten. Allerdings ist auch aus diesen Abbildungen zu erkennen, wie die Freifläche auf den Strahl drückt.

Rückbeaufschlagung des Bechers

Bereits obige Betrachtung hat gezeigt, dass auch bei diesem Lastfall eine Beaufschlagung der Freifläche an der Becherunterseite auftritt. Infolge der abweichenden Strahlparameter ist hier ein anderes Verhalten zu erwarten als bei den Lastfällen zuvor. Es ist absehbar, dass die geringere Strahlgeschwindigkeit zu einer Verstärkung der Tendenz führt, dass die Becher beim Eindringen in den Strahl auf den unteren Strahlteil drücken.

Eine qualitative Analyse wird durch Abbildung 7.32 gegeben. Sie zeigt die Strömungsverhältnisse an der Becherunterseite. Dabei ist für Becher 3 ein vollständiger Zyklus von Zeitschritt 630 bis Zeitschritt 750 mit jeweils drei Grad Rotation bzw. 15 Zeitschritten dazwischen.

Grundsätzlich fällt die Bilanz bei der Zusammenfassung der Darstellungen ähnlich aus wie bereits bei den anderen Lastfällen. Im Allgemeinen erscheint die Beaufschlagung der Becherrückseite ähnlich wie im Standardlastfall. Bei genauer Betrachtung zeigt sich im Lastfall $Q50 - H90$ jedoch ein schnelleres Anlegen des Wasserfilms an der Becherunterseite, als das etwa im Basislastfall auftritt. Demnach eilt dieser Effekt vor und tritt damit bei kleineren Zeitschritten auf. Bei Beachtung der Betriebsverhältnisse erscheint das nicht überraschend, da sich relativ betrachtet die Becherunterseite schneller auf ein Wasserteilchen im Stahl zubewegt. Anders gestaltet sich das Ablösen des

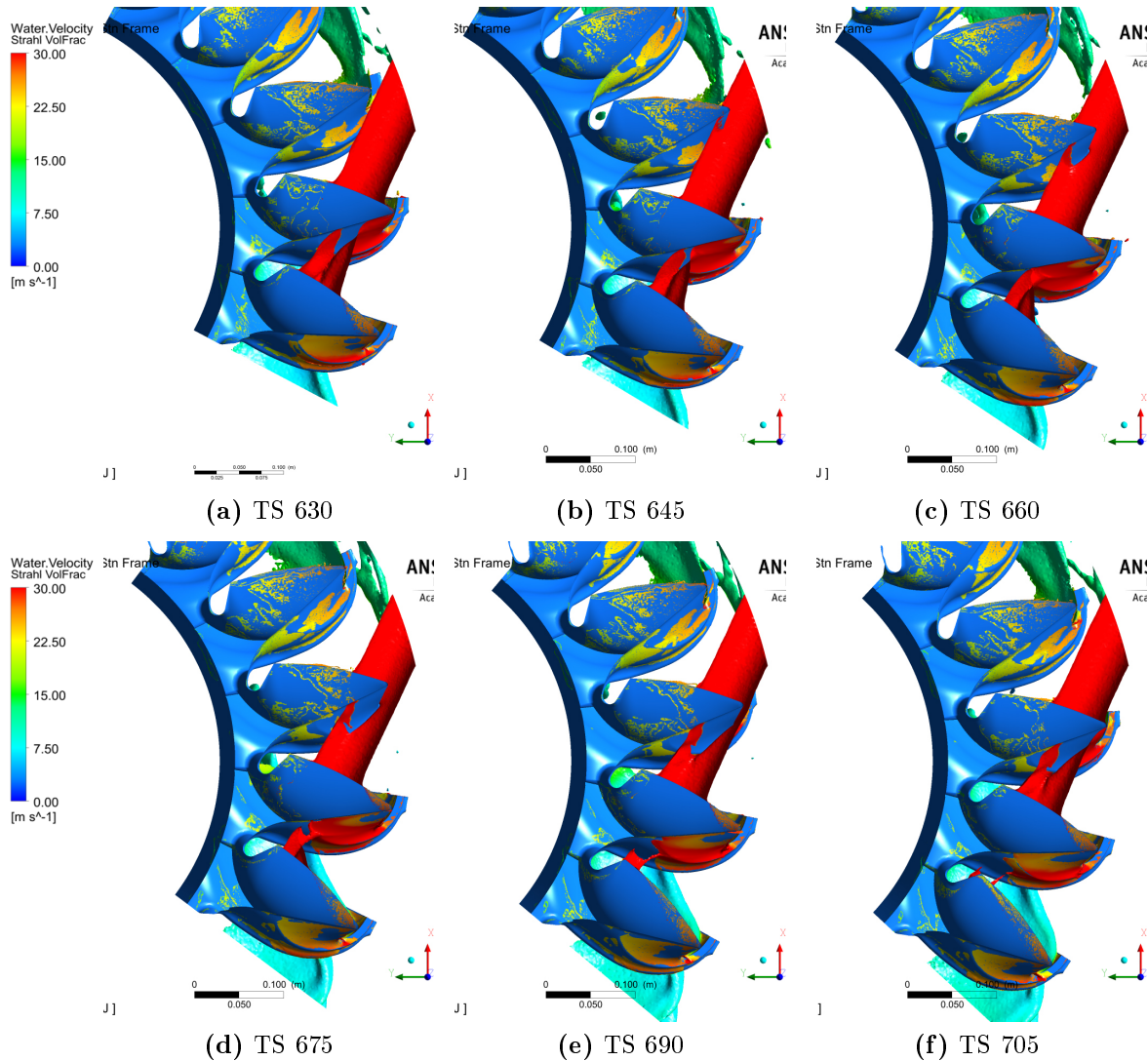


Bild 7.32: Rückbeaufschlagung des Bechers im Lastfall $Q50 - H90$

Wasserfilms von der Freifläche. Das tritt im Vergleich zum Referenzfall etwas verspätet auf.

Nachfolgend ist der Vergleich des Drehmoments an den Becherrückseiten dargestellt. Abbildung 7.33 zeigt dazu die Drehmomentverläufe an der Becherrückseite des Standardlastfalls und des Lastfalls $Q50 - H90$ gegenüber.

In obiger Abbildung können nun zwei Dinge erkannt werden. Zum einen liegt das treibende Drehmoment des Lastfalls $Q50 - H90$ etwas niedriger und schwankt nicht so stark wie im Standardlastfall. Zum anderen sind die Extrema der durchgezogenen Kurve bei etwas größeren Zeitschritten.

Ersteres bestätigt die Annahme im vorhergehenden Abschnitt über das Zustande-

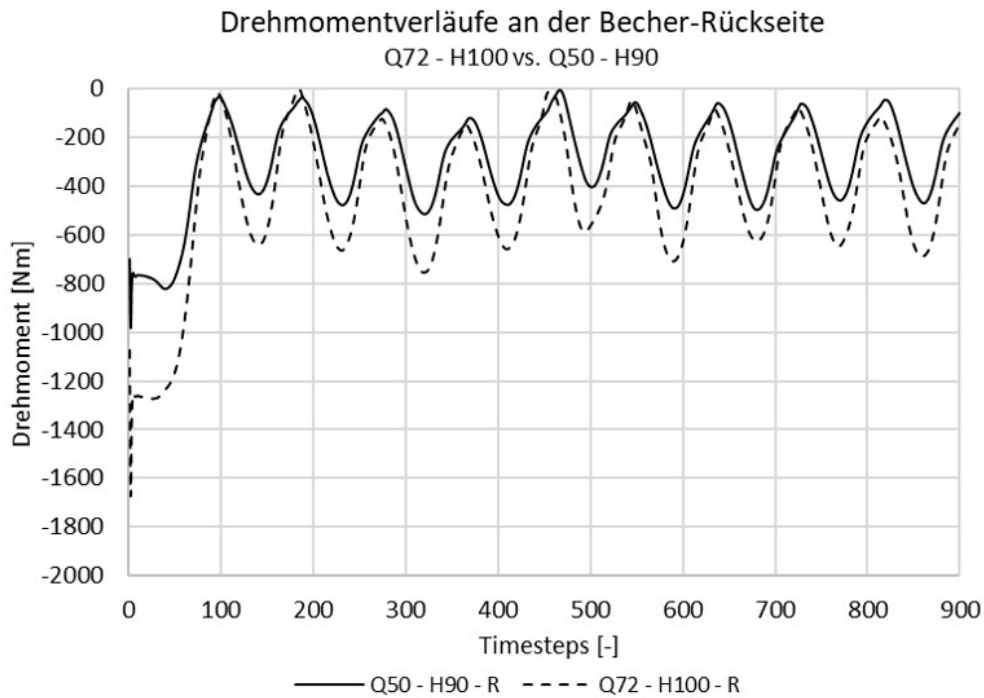


Bild 7.33: Vergleich des Drehmomentes an der Becherrückseite der Lastfälle $Q50 - H90$ und $Q72 - H100$

kommen dieses Drehmomentes in Bezug auf die Geschwindigkeitsverhältnisse an der Becherrückseite. Durch die geringere Stahlgeschwindigkeit ist von einer kleineren Relativgeschwindigkeit an der Bechoberfläche auszugehen, sodass die induzierte, negative Druckverteilung geringere Beträge aufweist und damit ein geringeres Drehmoment entsteht. Das spätere Auftreten der Extremwerte im Drehmomentverlauf könnten auf obigen Zusammenhang zurückgeführt werden.

Energieumsetzung im Becher

Die geringere Fallhöhe und der kleinere Durchfluss führen zu erwartbaren Einflüssen auf die Energieumsetzung. Dennoch gelten die gleichen Grundsätze und Mechanismen, die im Zuge der Analyse des Standardlastfalls gezeigt wurden. Die am deutlichsten zu erkennende Abweichung ist die Abnahme des Drehmomentes, wie aus den Abbildungen 7.12, 7.24 und 7.30 hervor geht. Das kommt einer Abnahme der Intensität der Strahl-Becher-Interaktion an der Becherinnenseite gleich. Das kann auch an der Darstellung der Druckverteilung an der Becherinnenfläche in Abbildung 7.34 abgeleitet werden.

Die Bilder der Druckverteilung zeigen sehr deutlich, dass die Intensität des Impulsaustausches geringer ist als im Standardlastfall (s. Abbildung 7.12) oder im Lastfall

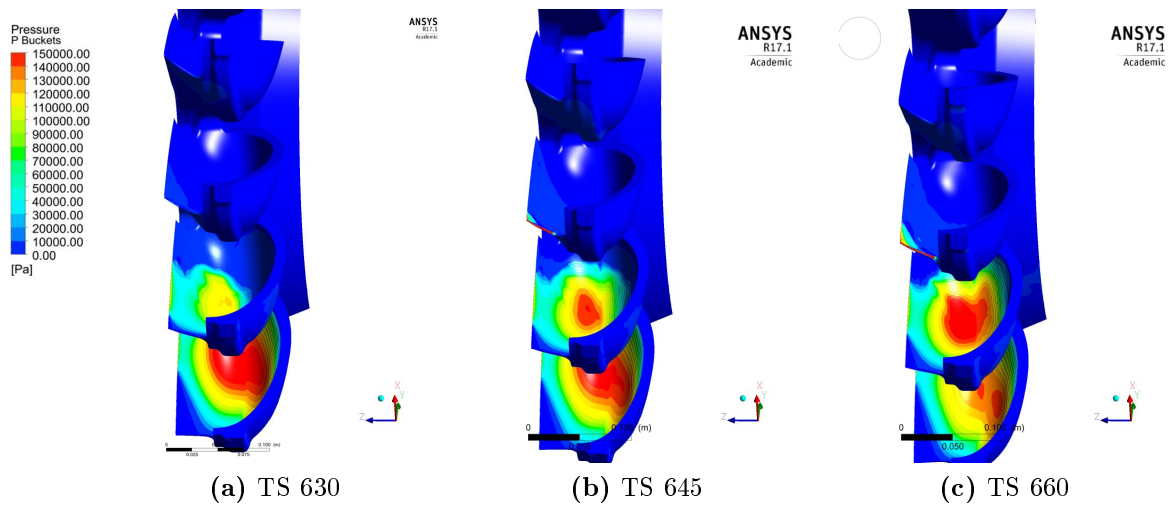


Bild 7.34: Druck an der Becherinnenseite im Lastfall $Q50 - H90$

$Q100 - H110$ (s. Abbildung 7.28). Die Bereiche höheren Drucks sind deutlich weniger stark ausgeprägt, wie auf den Bildern der Zeitschritte 630 und 645 zu erkennen ist.

Analysiert man hingegen die Ausbreitung des Wasserfilms im Becher, so ist zu erkennen, dass dies merklich langsamer geschieht. In Anbetracht der geringeren Strahlggeschwindigkeit ist das ein zu erwartendes Verhalten.

Ausströmen aus dem Becher und Beaufschlagung der Becheraußenfläche

Wird auch für diesen Lastfall eine Analyse des Ausströmverhaltens und der daraus resultierenden Beaufschlagung der Becheraußenfläche durchgeführt, so zeigen sich auch hier die Auswirkungen der reduzierten Betriebsparameter. Ein genauere Vergleich zeigt geringe Differenzen im Verhalten.

Beim Ausströmen zeigt sich zunächst, dass der austretende Wasserfilm dünner ausgeprägt ist und sich dadurch eine etwas größere Distanz zwischen der Becheraußenfläche und dem Wasser einstellt. Daraus resultieren Auswirkungen auf zwei Phänomene. Zum einen geht aus einem Vergleich mit dem Standardlastfall eine deutlich verzögerte Interaktion an der Becheraußenfläche hervor. Insgesamt kann die Intensität der Beaufschlagung als geringer eingestuft werden.

Abbildung 7.35 zeigt die Strömungssituation beim Ausströmen aus dem Becher und die Druckverteilung an der Becheraußenfläche. Die zwei übereinander angeordneten Bilder stellen den gleichen Zeitschritt, wobei die zur Darstellung gewählten Zeitschritte von denen in Abbildung 7.29 abweichen.

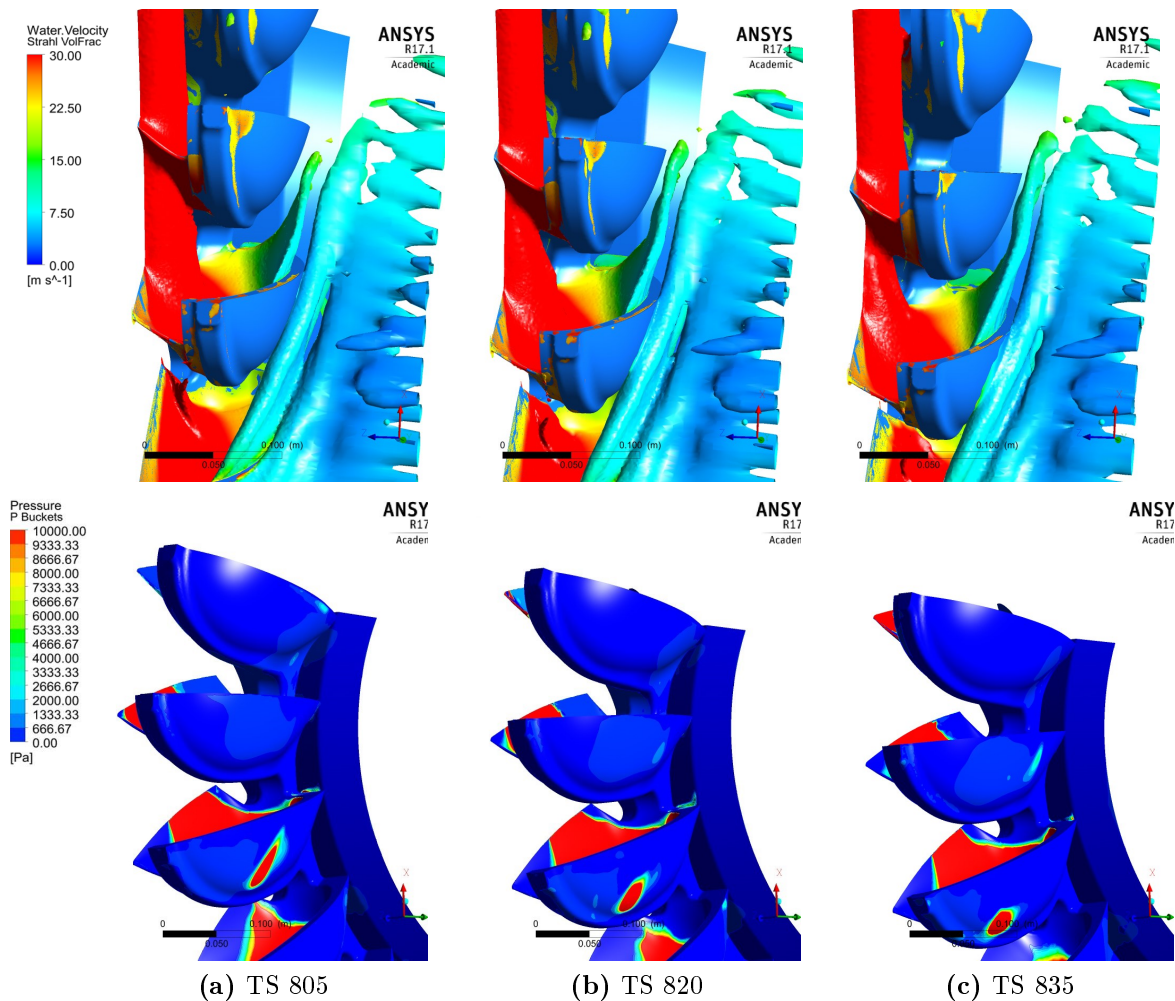


Bild 7.35: Ausströmen und Beaufschlagung der Becheraußenfläche im Lastfall $Q50 - H90$

7.7.1 Zusammenfassung der Erkenntnisse aus der Simulation des Lastfalls $Q50 - H90$

Im Großen und Ganzen ergab die Simulation des Lastfalls mit der Fallhöhe von $H = 97,2$ m und dem kleinsten Durchfluss durchwegs zu erwartende Ergebnisse bzw. Erkenntnisse.

Wo sich beim Eingriff des Bechers kaum Unterschiede auftun, ist an der Freifläche ein andres Verhalten zu erkennen. Hier scheint es, als ob sich die Freifläche oder die Becherunterseite stärker in den Strahl hineindrückt. Das verursacht in weiterer Folge einen intensiveren Impulsaustausch. Eine mögliche Erklärung hierfür stellen die abweichenden Geschwindigkeitsverhältnisse dar. Von diesen geht auch eine Verringerung des treibenden Drehmomentes an der Becherrückseite hervor. Bei den Betrachtungen der Energieumsetzung bzw. der Druckverteilung an der Becherinnenfläche fällt die Verzö-

gerung des Vorgangs gegenüber den anderen Lastfällen auf. Naturgemäß ergibt sich auch ein geringeres Drehmoment und ein geringeres Druckniveau an der Becheroberfläche. Letzteres gilt auch für die Interaktionen an der Becheraußenseite, die später und mit geringerer Intensität als im Standardlastfall auftreten.

Zusammenfassend ist anzumerken, dass die gleichen Phänomene und Mechanismen wie bei den anderen Lastfällen beobachtet werden können. Durch die geringeren Strahlparameter sind diese jedoch weniger stark ausgeprägt.

7.8 Vergleich der Simulationsergebnisse mit idealer und realer Düse

An dieser Stelle soll in wenigen Zügen der Einfluss der realen Düse erläutert werden. Es werden die Auswirkungen auf den Strahl und die Strahl-Becher Interaktion gezeigt. Darüber hinaus sollen die Drehmomentverläufe des Standardlastfalls mit idealer Düse (wie in den anderen Lastfällen) und mit realer Düse gegenübergestellt werden. Der Unterschied besteht lediglich im geometrischen Setup der Düse bzw. des Inlets. Der Lastfall entspricht dem Standardlastfall $Q72 - H100$.

Im Diagramm in Abbildung 7.38 sind die Drehmomentverläufe der beiden Topologien dargestellt. Dabei ist das Ergebnis, welches aus der Simulation mit der realen Düse resultiert, in durchgezogenen Linien dargestellt. Der entsprechende Fall mit der idealen Düse (entspricht dem Standardlastfall) ist strichliert dargestellt.

Es ist eine klare Diskrepanz zwischen den Drehmomentverläufen der beiden Fälle zu erkennen. Die Ursache liegt an erster Stelle an den unterschiedlichen Werten für die Strahlgeschwindigkeit und den Massenstrom am Inlet. Erstere ist bei Verwendung der realen Düse um etwa 5 % geringer und Letzterer ist um rund 3,5 % unterhalb des Massenstroms bei Verwendung der idealisierten Düse. Damit geht auch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers einher, die entsprechend den Erkenntnissen aus Abschnitt 7.6 mit Nachteilen behaftet ist. Vergleicht man die gemittelten Drehmomente der letzten 450 Zeitschritte, so ist die Differenz etwas größer als der Unterschied in den Randbedingungen verursachen würde.

Als weitere Ursache könnte die teils deutlich schlechtere Strahlqualität genannt werden, die sowohl von der Strahlform als auch von der Geschwindigkeitsverteilung geprägt ist, sowie der etwas größere Strahldurchmesser. Diese Effekte führen vermutlich zu den geringen Schwankungen, die im Summen-Drehmomentverlauf zu erkennen sind.

Die Stömungssituation, die Strahlform und Beaufschlagung der Becheraußenseite ist in Abbildung 7.37 und 7.38 dargestellt.

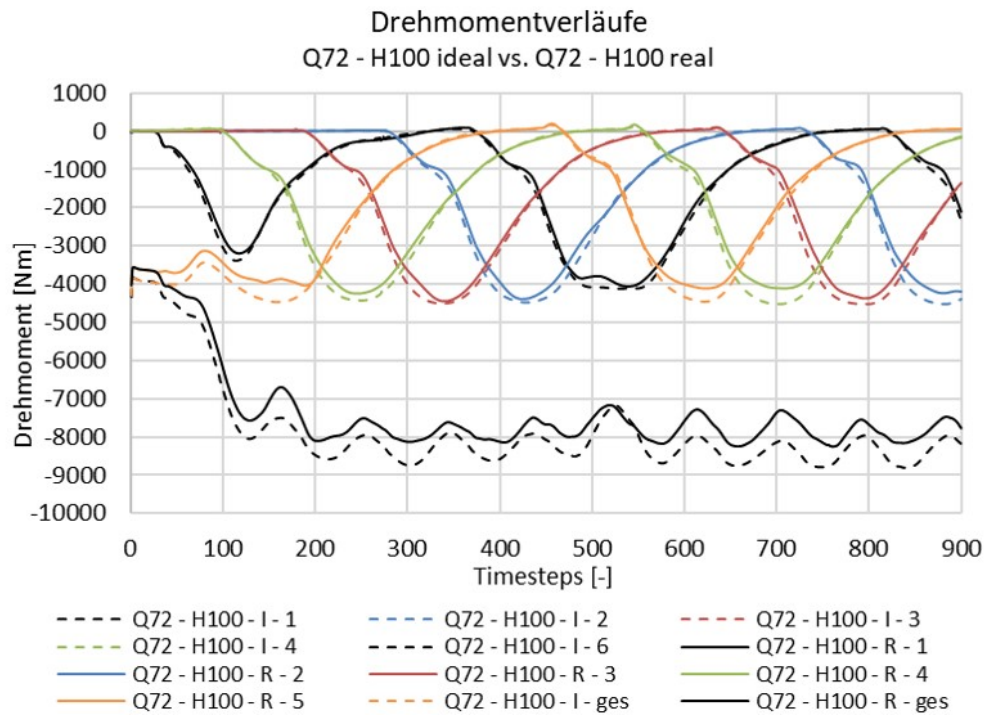


Bild 7.36: Vergleich des Drehmomentes des Lastfalls *Q72 – H100* für die ideale und die reale Düse

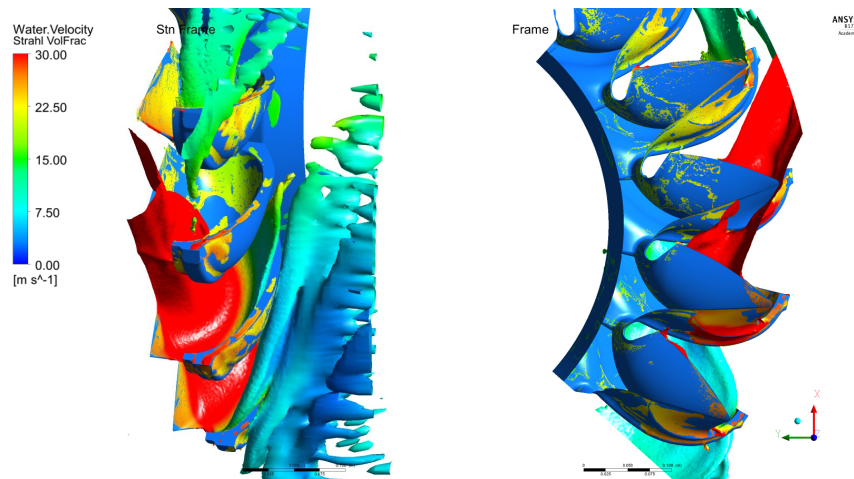


Bild 7.37: Strömungssituation am Becher bei realer Düsengeometrie bei TS 700

7.9 Quantitativer Vergleich der Simulierten Lastfälle

In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse der durchgeführten Simulation anhand zweier, charakteristischer Zahlenwerte zusammengefasst. Dabei sind Ergebnisse der Simulatio-

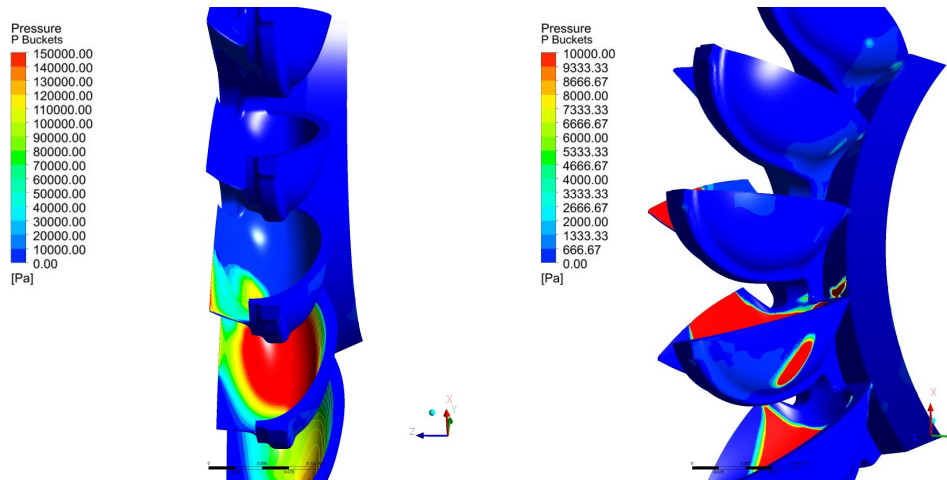


Bild 7.38: Druck an der Becheroberfläche bei realer Düsengeometrie bei TS 700

nen angeführt, die bereits diskutiert wurden und jene, die im Zuge dieser Arbeit nicht mehr näher erläutert bzw. analysiert werden. Die Analyse aller Ergebnisse dieser Arbeit würde den umfänglichen Rahmen dieser Arbeit deutlich überschreiten. Für diese Ergebnisse sei auf folgende Tabelle 7.1 verwiesen.

Die nachfolgende Tabelle zeigt das gemittelte Drehmoment der jeweiligen Simulationen und den normierten Wirkungsgrad. Die Mittelung des Drehmomentes erfolgt dabei von Zeitschritt 451 bis Zeitschritt 900 nach Gleichung 5.1. Für die Normierung des Wirkungsgrades werden die absoluten Wirkungsgrade auf das Ergebnis des Lastfalls $Q72 - H100$ bezogen. Eine genaue Beschreibung der Mittelung des Drehmomentes und die Hintergründe für die Normierung der Wirkungsgrade ist in Abschnitt 5.4.1 beschrieben.

Beim Vergleich der normierten Wirkungsgrade sind bei allen Fällen mit der idealisierten Düse nur äußerst geringe Unterschiede erkennbar. Es ist dabei besonders auffällig, dass mit abnehmenden Durchfluss eine Verbesserung des Wirkungsgrades einhergeht. Das ist insofern auffällig, da im Falle realer Düsen die Strahlqualität bei geringerem Durchfluss deutlich schlechter wird, wie in Abschnitt 6.3 gezeigt wurde, und der Turbinenwirkungsgrad bei kleinem Durchfluss tendenziell abnimmt. Es ist daher naheliegend, dass durch die Nichtbeachtung des tatsächlichen Strahlbildes ein erheblicher Einfluss auf das Ergebnis verloren geht.

Beim Ergebnis der Simulation mit der realen Düsengeometrie muss beachtet werden, dass für die Berechnung des Wirkungsgrades – wie bei allen anderen Lastfällen auch – der Druck am Inlet herangezogen wurde. In der realen Düse treten jedoch nicht unerhebliche Verluste auf, die beim Vergleich der normierten Wirkungsgrade bedacht werden sollten.

Tabelle 7.1: Quantitativer Vergleich der berechneten Lastfälle

Lastfall	\bar{M} [Mm]	η_{norm} [-]
Q50 – H90 - ideal	–5799,4	1,00652
Q50 – H100 - ideal	–6777,8	1,00636
Q50 – H110 - ideal	–7804,9	1,00495
Q72 – H90 - ideal	–7042,6	1,00541
Q72 – H100 - ideal	–8278,6	1,00
Q72 – H110 - ideal	–9524,9	1,0029
Q100 – H90 - ideal	–7950,4	0,99554
Q100 – H100 - ideal	–9289,0	0,99778
Q100 – H110 - ideal	–10718,1	0,99649
Q72 – H100 - ideal (VM)	–8258,2	1,00141
Q72 – H100 - real	–7795,5	0,97900

7.10 Schlussfolgerung aus der Pelton-Laufrad Simulaion

Die Simulation des Pelton-Laufrades konnte einige interessante Phänomene aufzeigen. Dabei ist anzumerken, dass sich diese in den Betrachtungen der verschiedenen Lastfälle weitgehend decken.

Der Eingriff des Bechers in den Strahl am Beginn des Zyklus, den ein Becher durchläuft, zeigt keine Auffälligkeiten. Mit dem Eindringen der Nebenschneide kann im Drehmomentverlauf des betrachteten Bechers ein geringer Widerstand erkannt werden, der über alle Lastfälle hinweg auftritt. Unterschiedliche Fallhöhen und Durchflüsse führen jedoch zu verschieden starken Ausprägungen dieses Effekts. Im Gleichgang mit dem Eindringen des Bechers in den Stahl kommt es an der Freifläche des Bechers zu einer Benetzung bzw. einer Beaufschlagung mit Wasser. Das hier als Rückbeaufschlagung bezeichnete Phänomen tritt bei allen Lastfällen in sehr ähnlicher Form auf und ist auf die untersuchte Bechergeometrie zurückzuführen. Die Analyse der Simulationsergebnisse hat gezeigt, dass sich der Becher mit seiner Freifläche oder der Becheraußenfläche in den Strahl hineindrückt. Überrascht hat dabei das aus der Rückbeaufschlagung resultierende, treibende Drehmoment. An der Becheraußenseite entsteht ein vom Lastfall abhängiges, aber in keinem Fall zu vernachlässigendes Drehmoment in Umlaufrichtung. Die Beaufschlagung der Freifläche ist häufig einem Kompromiss bei der geometrischen Auslegung der Bechergeometrie geschuldet. Dieser Effekt wird dann problematisch,

wenn sich an der Freifläche infolge der Umströmung Kavitation einstellt.

Mit zunehmender Rotation beginnt sich das Wasser im Becher auszubreiten. Bei unterschiedlichen Lastfällen zeigt sich, dass mit zunehmendem Durchfluss und steigender Fallhöhe die Ausbreitung des Wasserfilms schneller vor sich geht und sich größere Wasserfilmdicken einstellen. Das Wasser durchläuft dabei den Becher schneller als bei geringeren Fallhöhen, woraus eine intensivere Energiewandlung hervorgeht.

Am Ende des Zyklus strömt das Wasser aus dem Becher aus. Es kommt dabei bei allen Lastfällen zu einer Wasser-Becher-Interaktion bzw. zu einer Wasser-Laufrad-Interaktion. Am Beginn dieser Phase verlässt das Wasser den Becher tendenziell in Richtung Becherwurzel und beaufschlagt dabei die Laufradnabe. Diese Form der Interaktion ist vor allem bei größeren Durchflüssen zu erkennen. In weiterer Folge strömt das Wasser zur Seite hin aus dem Becher, wobei nachfolgende Becher an deren Außenflächen beaufschlagt werden. Mit zunehmender Rotation verlagert sich die Interaktionszone mehr und mehr nach außen. Es ist dabei eine klare Abhängigkeit vom Durchfluss zu erkennen, wobei die Intensität dieses Phänomens proportional zum Durchfluss ansteigt.

Vor allem die Außenbeaufschlagung der Becher stellt einen unerwünschten Effekt dar, da damit Verluste infolge des Impulsaustausches auftreten und eine langfristige Schädigung der Becher einhergehen kann.

Zur Simulation des Laufrades unter Berücksichtigung der realen Düsengeometrie kann zusammengefasst werden, dass von der Düse ein deutlicher Einfluss auf die Ausbildung des Strahles ausgeht. Dadurch wird in weiterer Folge auch die Strömungssituation am Becher und das erzielbare Drehmomente beeinflusst. Da die Simulation der Turbine unter Berücksichtigung der realen Düse keinen erheblichen Mehraufwand darstellt, ist für weitere Untersuchungen die Verwendung der realen Düsengeometrie zu empfehlen.

8 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

In der vorliegenden Masterarbeit wurde eine Strömungssimulation einer Pelton-Turbine durchgeführt, wobei die Verteilrohrleitung sowie das Turbinenrad Gegenstand der Untersuchung waren. Die Ergebnisse der Arbeit erlauben sowohl eine Beurteilung der untersuchten Verteilrohrleitung, als auch der Turbinengeometrie. Darüber hinaus können die gewonnenen Erkenntnisse in Bezug auf die Anwendung der numerischen Strömungssimulation auf Pelton Turbinen für zukünftige Analysen weiterer Pelton-Maschinen genutzt werden.

Die Untersuchung der Verteilrohrleitung brachte einige interessante Ergebnisse hervor. Grundsätzlich kann das Verhalten der Verteilrohrleitung als durchwegs positiv beurteilt werden. In allen untersuchten Lastfällen konnten keine Strömungsablösungen oder übermäßige mit Verlusten behaftete Zonen erkannt werden. Die Zuströmung zu den Düsen erfolgt ohne stark ausgeprägte Sekundärströmungen und mit einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung. In Bezug auf die Ausbildung des Strahls haben sich Einflüsse gezeigt, die vor allem durch den Durchfluss bzw. den Öffnungsquerschnitt der Düse geprägt sind. Dabei kann zusammengefasst werden, dass die maximale Düsenöffnung das günstigste Strahlbild hervorbrachte. In diesem Lastfall ist sowohl die Strahlform als auch die Geschwindigkeitsverteilung des Strahls als sehr gut einzustufen. Mit abnehmender Düsenöffnung zeigen sich zunehmende Störeinflüsse, die sich auf die Ausbildung des Strahles niederschlagen. Nennenswert ist ein offener Zusammenhang zwischen der Düsenadel-Position und der Geschwindigkeitsverteilung im Strahl sowie der Strahlform. Eine weiter geschossene Düse führt naturgemäß zu einer stärkeren Strahleinschnürung und zu einem weniger homogenen Geschwindigkeitsprofil. Dieses scheint sich auch auf die Strahlform auszuwirken, sodass bei kleinerem Durchfluss der Strahlquerschnitt zunehmend von der Kreisform abweicht.

Die Ergebnisse aus den Simulationen des Laufrades zeigen auch einige nennenswerte Phänomene auf, die sich in ihrer Ausprägung bei allen untersuchten Lastfällen sehr ähnlich präsentieren. Die wichtigsten Erkenntnisse aus den Ergebnissen sind, dass Wasser, welches aus den Bechern austritt, nachfolgende Becher an deren Außenfläche beaufschlagt und, dass die Freifläche der Becher vom Strahl benetzt wird. Beide Effekte sind in der Regel nicht erwünscht. Es resultieren daraus jedoch nicht ausschließlich negative Auswirkungen. Die Beaufschlagung der Becheraußenseiten verursacht wohl Verluste und kann durch abrasive Effekte unter Umständen zum Verschleiß der Becher führen. Die Umströmung der Freifläche führt hingegen zu einer negativen Druckverteilung, die

auf der einen Seite ein Drehmoment in Umlaufrichtung induziert, aber auch Kavitation an dieser Fläche begünstigt. Sowohl die Beaufschlagung der Becheraußenflächen, als auch die Benetzung der Freifläche bzw. der Becherunterseite sind auf die geometrische Spezifikation des Bechers zurückzuführen. An dieser Stelle ist demnach ein Optimierungspotential vorhanden.

Die gesamte Untersuchung hat klar hervorgebracht, dass mit den Mitteln der numerischen Strömungssimulation die Abbildung der Vorgänge in der Pelton-Turbine möglich ist, wenn auch eine Reihe von Vereinfachungen nötig sind. Aus den Erfahrungen, die im Zuge dieser Arbeit gewonnen wurden, können einige Dinge für weiterführende Untersuchungen im Bereich der Simulation von Pelton-Turbinen abgeleitet werden. So hat sich beispielsweise gezeigt, dass die Miteinbeziehung der Düsengeometrie nur einen verhältnismäßig geringen Mehraufwand darstellt, dies die Aussagekraft der Ergebnisse über das Maschinenverhalten jedoch deutlich verbessert. Darauf basierend ist es zu empfehlen, möglichst viele geometrische Spezifikationen der Düse bzw. der Verteilrohrleitung zu berücksichtigen. Eine weitere Möglichkeit die Ergebnisqualität zu verbessern, kann durch die Verwendung realer Geschwindigkeitsprofile als Einlass-Randbedingung erreicht werden. Das gilt sowohl für die idealisierte Düse, wie auch bei Berücksichtigung der tatsächlichen Düsengeometrie. Das ist insofern wichtig, da sich Sekundärströmungen im Strahlbild niederschlagen und dadurch das Ergebnis beeinflussen. Es wird auch wesentlich sein, eine Möglichkeit zu finden, die Strömungssimulation durch experimentelle Versuchsdaten zu validieren. Dazu können sowohl Leistungs- und Drehmoment-Daten aus Labormessungen, als auch die Ergebnisse von optischen Untersuchungen des Strömungsverhaltens verwendet werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Einsatzbereich verschiedener Turbinentypen über der spezifischen Drehzahl [14, S. 533]	5
2.2	Einsatzbereiche verschiedener Turbinentypen nach Durchfluss und Fallhöhe [14, S. 543]	6
2.3	Wirkungsgradverlauf verschiedener Turbinentypen [14, S. 545]	7
2.4	Zweidüsige Pelton-Turbine mit horizontaler Welle [35, S. 206]	8
2.5	Sechsdüsige Pelton-Turbine mit vertikaler Welle [35, S. 208]	9
2.6	Düse der Pelton-Turbine mit Strahlableiter [35, S. 206]	10
2.7	Strahlableiter zur Regelung der Pelton-Turbine: a) voller Durchfluss, b) Strahlableitung, c) Strahlumlenkung, d) Düse geschlossen [14, S. 572] .	11
2.8	Laufwerk einer Pelton-Turbine [23, S. 49]	12
2.9	Hauptabmessungen und Bezeichnungen am Pelton-Becher [39, S. 11] . .	14
2.10	Auslegungsdiagramm für Pelton-Turbinen [14, S. 622]	15
2.11	Fallhöhe bei einer Pelton-Anlage	18
2.12	Geschwindigkeiten am Pelton-Becher [23, S. 46]	19
2.13	Relativer Drehmoment- und Leistungsverlauf für verschiedene Düsen-Verlustbeiwerte k_c [39, S. 13]	20
3.1	Infinitesimales Kontrollvolumen	24
3.2	Beispiel eines strukturierten Gitters [21]	29
3.3	Beispiel eines unstrukturierten Gitters und eines Hybridgitters [21, S. 114]	30
3.4	Rückwärts-, Vorwärts- und Zentraldifferenzen-Verfahren (BW, FW, CDS)	33
3.5	Cell-Centered basiertes Schema [5, S. 81]	34
3.6	Cell-Vertex basiertes Schema [5, S. 85]	35
3.7	Kompass-Notation am strukturierten, zweidimensionalen Gitter [44, S. 61]	36
3.8	Stationäres, eindimensionales Problem [44, S. 64]	37
3.9	Numerische Zeitintegrationsmethoden (v. links: expliziter Euler, impliziter Euler, Trapezregel und Mittelpunkregel) [13, S. 159]	41
3.10	Informationstransport beim expliziten Euler-Verfahren	42
3.11	Informationstransport beim impliziten Euler-Verfahren	43
3.12	Mittlung stationärer und instationärer Größen[13]	47
4.1	3D-Darstellung der Verteilrohrleitung	55
4.2	Untersuchte Düsenöffnungen	56
4.3	Geometrievariante mit drei Düsen	57

4.4	Numerisches Gitter der Verteilrohrleitung	58
4.5	Detailansicht des Gitters im Bereich des Düsenaustritts - Version 1 . . .	59
4.6	Detailansicht des Gitters im Bereich des Düsenaustritts - Version 2 . . .	60
4.7	Gittereinfluss auf die Ausbildung des Strahls	61
4.8	Detailansicht des finalen Gitters im Bereich Düse Strahl	62
4.9	Randbedingungen der Verteilrohrleitung	64
5.1	3D-Darstellung eines Bechersegments	69
5.2	Draufsicht und Seitenansicht des Bechersegments	70
5.3	Geometriemodell mit drei Bechern	71
5.4	Drehmoment Verlauf aus einer Simulation mit 3 Bechern und 54° Rotation	72
5.5	Geometriemodell mit 5 Bechern	73
5.6	Übersicht der Domain-Breite	74
5.7	Gehäuse mit idealisierter Düse	75
5.8	Gehäuse für die reale Düse	76
5.9	Laufrad mit Gehäuse	77
5.10	Detailansicht des Gitters am Laufrad	78
5.11	Übersicht unterschiedlicher Gitterqualitäten	79
5.12	Gitterstruktur bei unterschiedlichen Domain-Breiten	80
5.13	Gittertopologien der Gehäuse-Varianten	82
5.14	Randbedingungen des Laufrad-Modells	85
6.1	Auswerte-Ebenen der Düseneinheit exemplarisch an Düse 01	92
6.2	Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene	95
6.3	Strömungsgeschwindigkeit in den Düsen	95
6.4	Strömungsgeschwindigkeit in den Düsen	96
6.5	Strömungsgeschwindigkeit im Düsenaustritt in der Mittelebene	97
6.6	Strömungsgeschwindigkeit der Luft in der Mittelebene	97
6.7	Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse	98
6.8	Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse	98
6.9	Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse	99
6.10	Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse	99
6.11	Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls	99
6.12	Sekundärströmungen in der ersten Düse	100
6.13	Sekundärströmungen in der zweiten Düse	101
6.14	Sekundärströmungen in der dritten Düse	101
6.15	Sekundärströmungen in der vierten Düse	101
6.16	Sekundärströmungen im Strahl 1	103
6.17	Sekundärströmungen im Strahl 2	103
6.18	Sekundärströmungen im Strahl 3	103
6.19	Sekundärströmungen im Strahl 4	104
6.20	Strahlquerschnitt von Strahl 1 & Strahl 2	105

6.21	Strahlquerschnitt von Strahl 3 & Strahl 4	106
6.22	Relative Strömungsverluste in der Mittelebene	108
6.23	Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung	109
6.24	Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene im zweidüsigen Betrieb	110
6.25	Sekundärströmungen in der ersten Düse im zweidüsigen Betrieb	112
6.26	Sekundärströmungen in der zweiten Düse	112
6.27	Sekundärströmungen im Strahl 1	113
6.28	Sekundärströmungen im Strahl 2	113
6.29	Strahlquerschnitte von Strahl 1 & Strahl 2 im zweidüsigen Betrieb	114
6.30	Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung für den zweidüsigen Fall	115
6.31	Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene bei 100 % Düsenöffnung	116
6.32	Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse bei 100 % Düsenöffnung	117
6.33	Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse bei 100 % Düsenöffnung	117
6.34	Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse bei 100 % Düsenöffnung	118
6.35	Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse bei 100 % Düsenöffnung	118
6.36	Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls bei 100 %-Düsenöffnung	119
6.37	Sekundärströmung im Strahl 1 bei voller Düsenöffnung	120
6.38	Sekundärströmungen im Strahl 2 bei voller Düsenöffnung	120
6.39	Sekundärströmungen im Strahl 3 bei voller Düsenöffnung	120
6.40	Sekundärströmungen im Strahl 4 bei voller Düsenöffnung	121
6.41	Strahlquerschnitte von Strahl 1 & Strahl 2 bei voller Düsenöffnung	122
6.42	Strahlquerschnitte von Strahl 3 & Strahl 4 bei voller Düsenöffnung	122
6.43	Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung	123
6.44	Strömungsgeschwindigkeit in der Mittelebene bei 50 % Düsenöffnung	125
6.45	Strahlgeschwindigkeit der ersten Düse bei 50 % Düsenöffnung	125
6.46	Strahlgeschwindigkeit der zweiten Düse bei 50 % Düsenöffnung	126
6.47	Strahlgeschwindigkeit der dritten Düse bei 50 % Düsenöffnung	126
6.48	Strahlgeschwindigkeit der vierten Düse bei 50 % Düsenöffnung	126
6.49	Geschwindigkeitsprofile des ersten Strahls bei 50 %-Düsenöffnung	127
6.50	Sekundärströmung im Strahl 1 bei halber Düsenöffnung	128
6.51	Sekundärströmungen im Strahl 2 bei halber Düsenöffnung	128
6.52	Sekundärströmungen im Strahl 3 bei halber Düsenöffnung	129
6.53	Sekundärströmungen im Strahl 4 bei halber Düsenöffnung	129
6.54	Strahlquerschnitt Strahl 1 & Strahl 2 bei halber Düsenöffnung	130
6.55	Strahlquerschnitt Strahl 3 & Strahl 4 bei halber Düsenöffnung	130
6.56	Relative Strömungsverluste der Verteilrohrleitung bei halber Düsenöffnung	132
7.1	Becherinnenseite und Becheraußenseite	136
7.2	Drehmomentverläufe für die Gitter „Basis“, „Fein“ und „Ultra“	137
7.3	Vergleich der Drehmomentverläufe beim Einschneiden in den Strahl	139
7.4	Gittereinfluss auf die Strömungssituation	140
7.5	Qualitativer Gittervergleich in der Seitenansicht	141

7.6	Qualitativer Gittervergleich mittels Druck an der Becheraußenwand . . .	142
7.7	Drehmomentverläufe aus dem Topologie-Vergleich	144
7.8	Vergleich des Strömungsverhaltens bei unterschiedlichen Laufrad-Topologien	146
7.9	Interaktionen an der Becheraußenseite bei unterschiedlichen Gitterbreiten	147
7.10	Drehmomentverläufe von HM und VM	149
7.11	Vergleich der Strömungssituation von HM und VM	150
7.12	Drehmomentverlauf des Bechers 3 für den Basislastfalls	151
7.13	Drehmoment am Becher 3 beim Bechereingriff	152
7.14	Strömungssituation beim Bechereingriff in den Strahl im Standardlastfall	153
7.15	Druckverteilung an der Becheroberfläche beim Bechereingriff in den Strahl im Standardlastfall	153
7.16	Strömungssituation im Becherausschnitt im Standardlastfall	154
7.17	Rückbeaufschlagung des Bechers	156
7.18	Negative Druckverteilung an der Freifläche	157
7.19	Strömungssituation im Becherausschnitt bei der Durchdringung des Stahls	158
7.20	Drehmoment-Änderungsrate von Becher 3	159
7.21	Druckverteilung an der Innenfläche von Becher 3	160
7.22	Ausströmen aus dem Becher im Standardlastfall und Beaufschlagung der Becheraußenfläche 1	161
7.23	Ausströmen aus dem Becher im Standardlastfall und Beaufschlagung der Becheraußenfläche 2	162
7.24	Drehmomentverlauf für die voll geöffnete Düse und die maximale Fallhöhe	164
7.25	Strömungssituation im Becherausschnitt beim Bechereingriff im Lastfall $Q100 - H110$	165
7.26	Rückbeaufschlagung des Bechers	166
7.27	Vergleich der Drehmomentverläufe an der Becher-Rückseite der Lastfälle $Q100 - H110$ & $Q72 - H100$	167
7.28	Druck an der Becherinnenseite im Lastfall $Q100 - H110$	167
7.29	Beaufschlagung der Becheraußenfläche im Lastfall $Q100 - H110$	168
7.30	Drehmomentverlauf für halber Düsenöffnung und maximale Fallhöhe .	170
7.31	Strömungssituation im Becherausschnitt im Lastfall $Q50 - H90$	171
7.32	Rückbeaufschlagung des Bechers im Lastfall $Q50 - H90$	172
7.33	Vergleich des Drehmomentes an der Becherrückseite der Lastfälle $Q50 -$ $H90$ und $Q72 - H100$	173
7.34	Druck an der Becherinnenseite im Lastfall $Q50 - H90$	174
7.35	Ausströmen und Beaufschlagung der Becheraußenfläche im Lastfall $Q50 -$ $H90$	175
7.36	Vergleich des Drehmomentes des Lastfalls $Q72 - H100$ für die ideale und die reale Düse	177
7.37	Strömungssituation am Becher bei realer Düsengeometrie bei TS 700 .	177
7.38	Druck an der Becheroberfläche bei realer Düsengeometrie bei TS 700 .	178

Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenfassung von Auslegeanhalten für Pelton-Becher	17
4.1	Kenngrößen des Gitters	63
4.2	Zusammenfassung simulierter Fälle	67
5.1	Dimensionen des Laufrades	70
5.2	Größenordnung der Gitter-Gitterelemente	79
5.3	Gitterstatistik der Gitter-Studie	80
5.4	Gitterstatistik unterschiedlicher Laufrad-Domains	81
5.5	Gitterstatistik unterschiedlicher Gehäuse-Domains	82
5.6	Zusammenfassung der Gitterstudie	83
5.7	Zusammenfassung des Topologie-Vergleichs	84
5.8	Berechnungsübersicht – 5-Becher Modelle	89
5.9	Berechnungsübersicht – 10-Becher Modelle	90
6.1	Strahlgeschwindigkeit im Standardlastfall	100
6.2	Strahlquerschnitte	107
6.3	Relative Verluste in der Verteilrohrleitung	108
6.4	Strahlgeschwindigkeit bei zweidüsigem Betrieb	111
6.5	Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei zweidüsigem Betrieb	115
6.6	Strahlgeschwindigkeit bei voller Düsenöffnung	119
6.7	Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung	123
6.8	Strahlgeschwindigkeit bei halber Düsenöffnung	127
6.9	Relative Verluste in der Verteilrohrleitung bei voller Düsenöffnung	131
7.1	Quantitativer Vergleich der berechneten Lastfälle	179
A.1	Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung	196
A.2	Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung	196
A.3	Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung	197
A.4	Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung	197
A.5	Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung	198
A.6	Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung	198
A.7	Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung	199
A.8	Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung	199
A.9	Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung	200

Tabellenverzeichnis

A.10 Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung	200
A.11 Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung	201
A.12 Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung	201
A.13 Simulationsdauer der berechneten Lastfälle	202

Literaturverzeichnis

- [1] Abbot, M. B., Basco, D. R.: „*Computational Fluid Dynamics. An Introduction for Engineers*“, Longman Scientific & Technical-Verlag, Großbritannien, 1989
- [2] Anderson, D. A., Tannehill, J. C., Pletcher, R. H.: „*Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*“, Hemisphere Publishing Cooperation, 1984
- [3] ANSYS Inc.: „*CFX-Solver Theory Guide 17.1*“, 2018
- [4] Basara, B.: „*Numerical Methodes in Fluid Flow and Heat Transfer*“, Vorlesungsunterlagen zur LV 321.023, Technische Universität Graz, 2017
- [5] Blazek, J.: „*Computational Fluid Dynamics. Principles and Applications*“, 3. Auflage, Elsevier-Verlag, 2015
- [6] Bundesministerium für Wissenschaft, Forschung und Wirtschaft: „*Energie in Österreich. Zahlen, Daten, Fakten*“, BMWFW-Verlag, Wien, 2017
- [7] Bohl, W.: „*Strömungsmaschinen 2. Berechnung und Konstruktion*“, Vogel-Verlag, Würzburg, 1999
- [8] Brekke, H., Wu, Y. L., Cai, B. Y.: „*Abrasive Erosion and Corrosion of Hydraulic Machinery. Design of Hydraulic Machinery Working in Sand Laden Water*“, 2003
- [9] Collins, M. E.: „*Innovative Numerical Calculation of Transitional Flow with Turbomachinery Application*“, Technische Universität Graz. Institut für Thermische Turbomaschinen und Maschinendynamik, Dissertation, Graz, 2012
- [10] de Siervo, F., and Lugaresi, A.: „*Modern trends in selecting and designing Pelton turbines*“, International Water Power Dam Construction, United Kingdom, 1978
- [11] Egusquiza, M., Egusquiza, E., Valentin, D., Valero, C., Presas, A.: „*Failure investigation of a Pelton turbine runner*“, Engineering Failure Analysis, 2017
- [12] European Commission: „*Directive 2009/28/EC of the European Parliament and of the Council of 23 April 2009 on the promotion of the use of energy from renewable sources and amending and subsequently repealing Directives 2001/77/EC and 2003/30/EC*“, Official Journal of the European Union, Belgien, 2009

- [13] Ferziger, J. H., Perić, M.: „*Numerische Strömungsmechanik*“, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2008
- [14] Giesecke, J., Heimerl, S., Mosonyi, E.: „*Wasserkraftanlagen. Planung, Bau und Betrieb*“, 6. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2014
- [15] Han, L., Duan, X. L., Gong, R. Z., Zhang, G. F., Wang, H. J., Wei, X. Z.: „*Physic of secondary flow phenomenon in distributor and bifurcation pipe of Pelton turbine*“, Renewable Energy 131, Elsevier-Verlag, 2018
- [16] Hirsch, C.: „*Numerical Computation of Internal & External Flows*“, 2. Ausgabe, Elsevier-Verlag, Brüssel, 2007
- [17] Keck, H., Sick, M.: „*Thirty years of numerical flow simulation in hydraulic turbomachines*“, M. Acta Mech, 2008, DOI: <https://doi.org/10.1007/s00707-008-0060-4>
- [18] Kubota, T.: „*Observation of jet interference in 6-nozzle Pelton turbine*“, Journal of Hydraulic Research - J HYDRAUL RES. 27. 753-767. 10.1080/00221688909499107, 1989
- [19] Kumashiro, T., Fukuhara, H., Tani, K.: „*Unsteady CFD simulation for bucket design optimization of Pelton turbine runner*“, IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci. 49 022003, 2016
- [20] United Nations Framework Convention on Climate Change: „*Fact sheet: The Kyoto Protocol*“, Abgerufen von: https://unfccc.int/files/press/backgrounders/application/pdf/fact_sheet_the_kyoto_protocol.pdf, 2011, abgerufen am: 12.11.2018
- [21] Laurien, E., Oertel, H.: „*Numerische Strömungsmechanik. Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit*“, 5. Auflage, Springer Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2013
- [22] Lecheler, S.: „*Numerische Strömungsberechnung*“, 3. aktualisierte Auflage, Springer-Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2014
- [23] Menny, K.: „*Strömungsmaschinen. Hydraulische und thermische Kraft- und Arbeitsmaschinen*“, 5. Auflage, B. G. Teubner-Verlag, Wiesbaden, 2006
- [24] Menter, F. R., Kuntz, M., Langtry, R.: „*Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*“, Turbulence, Heat and Mass Transfer 4, Begell House Inc., 2003
- [25] Nguyen, N.-T.: „*Mikrofluidik. Entwurf, Herstellung und Charakteristik*“, B. G. Teubner-Verlag, 2004

- [26] Hirt, C. W., Nichols, B. D.: „*Volume of Fluid (VOF) Methode for the Dynamics of Free Boundaries*“, Journal of Computational Physics 39, Los Alamos, 1981
- [27] Nigussie, T., Engeda, A., Dribssa, E.: „*Design, Modeling, and CFD Analysis of a Micro Hydro Pelton Turbine Runner: For teh Case of Selected Site in Ethiopia*“, International Journal of Rotating Machinery, 2017
- [28] Nirali, S.: „*Review on Cavitation*“, DOI: 10.13140/2.1.1043.4889, 2014
- [29] Noll, B.: „*Numerische Strömungsmechanik*“, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1993
- [30] Panagiotopoulos, A., Židonis, A., Aggidis, G. A., Anagnostopoulos, J. S., Papan-tonis, D. E.: „*Flow Modelling in Pelton Turbines by Accurate Eulerian and Fast Lagrangian Evaluation Methode*“, International Journal of Rotating Machinery, 2015
- [31] United Nations Framework Convention on Climate Change: „*PARIS AGREEMENT*“, Abgerufen von: https://unfccc.int/sites/default/files/english_paris_agreement.pdf, 2015, abgerufen am: 12.11.2018
- [32] Paschedag, A. R.: „*CFD in der Verfahrenstechnik. Allgemeine Grundlagen und mehrphasige Anwendungen*“, WILEY-VCH-Verlag, Deutschland, 2004
- [33] Pelton, L. A.: „*Water Wheel. US Patent*, 1880
- [34] Perrig, A.: „*Hydrodynamics of the free surface flow in a Pelton bucket*“, École Polytechnique Fédérale de Lauseane, Dissertation, 2007
- [35] Pfeleiderer, C., Petermann, H.: „*Strömungsmaschinen*“, 7. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005
- [36] Raabe, J.: „*Hydraulische Maschinen und Anlagen*“, Teil 1 bis 4 in einem Band, 2. Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1989
- [37] Rapp, B. E.: „*Microfluidics: Modeling, Mechanics and Mathematics*“, Elsevier-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2017
- [38] Rentschler, M., Neuhauser, M., Marongiu, J. C., Parkinson, E.: „*Understanding casing flow in Pelton turbines by numerical simulations*“, IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, 2016
- [39] Riemann, S.: „*Untersuchung der instationären Strömung in einer Pelton-turbine*“, Technische Universität München. Intstitut für Energietechnik MW7, Dissertation, 2009

- [40] Santolin, A., Cavazzini, G., Ardizzon, G., Pavesi, G.: „*Numerical investigation of the interaction between jet and bucket in a Pelton turbine*“, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, SAGE-Verlag, 2009
- [41] Sanz, W.: „*Computational Fluid Dynamics*“, Vorlesungsunterlagen zur LV 319.082, Technische Universität Graz, 2017
- [42] Schlichting, H., Gersten, K.: „*Grenzschicht-Theorie*“, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006
- [43] Schmitt, F. G.: „*About Boussinesq's Turbulent Viscosity Hypothesis: Historical Remarks and a Direct Evaluation of its Validity*“, C. R. Mecanique 335, 2007
- [44] Schwarze, R.: „*CFD-Modelierung. Grundlagen und Anwendung bei Strömungsprozessen*“, Springer Vieweg-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2013
- [45] Siegloch, H.: „*Technische Fluidmechanik*“, 8. Auflage Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2011
- [46] Skoda, R.: „*Numerische Simulation abgelöster und transitionaler Strömungen in Turbomaschinen*“, Technische Universität München. Institut für Energietechnik MW7, Dissertation, VDI-Verlag, 2017
- [47] Staubli, T., Abgottspon, A., Weibel, P., Bissel, C., Parkinson, E., Ludec, J.: „*Die Auswirkungen der Strahlqualität auf den Wirkungsgrad von Peltonturbinen*“, Wasser Energie Luft 101, Heft 3, 2009
- [48] Steiner, H.: „*Numerical Methodes in Fluid Flow and Heat Transfer*“, Vorlesungsunterlagen zur LV 321.023, Technische Universität Graz, 2017
- [49] Viollet, P.-L.: „*From the water wheel to turbines and hydroelectricity. Technological evolution and revolutions*“, Comptes Rendus Mécanique, 2017
- [50] Wagner, B., Hauer, C., Schoder, A., Habersack, H.: „*A review of hydropower in Austria: Past, present and future development*“, Renewable and Sustainable Energy Reviews, doi = <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.04.169>, 2015
- [51] International Energy Agency: „*World Engery Outlook 2017*“, doi = <https://doi.org/10.1787/weo-2017-en>, 2016
- [52] Wilcox, D. C.: „*Comparison of Two-Equation Tubulence Models for Boundary Layers with Pressure Gradient*“, AIAA Journal, Vol. 31, No. 8, 1993
- [53] Zeng, C., Xiao, Y., Luo, Y., Zhang, J., Wang, Z., Fan, H., Ahn, S. H.: „*Hydraulic performance prediction of a prototype four-nozzle Pelton turbine by entire flow path simulation*“, Renewable Energy 125 270-282, 2018

- [54] Zhang, Z.: „*Freistrahlturbinen. Hydromechanik und Auslegung*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2009
- [55] Židonis, A., Aggidis, G. A.: „*State of the art in numerical modelling of Pelton turbines*“, Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015
- [56] Židonis, A., Benzon, D. S., Aggidis, G. A.: „*Development of hydro impulse turbines and new opportunities*“, Renewable and Sustainable Energy Reviews, doi = <https://doi.org/10.1016/j.rser.2015.07.007>, 2015

Anhang

A Quantitative Ergebnisse der VRL-Simulation

Im Anschluss sind einige Kennzahlen der Verteilrohrleitungs-Simulationen zusammengefasst. Es sind absolute und relative Massenströme, relative Totaldrücke, die Strahlquerschnitte und die absolute sowie die relative Strahlgeschwindigkeit aufgelistet. Die Ebenen $E01$ bis $E07$ entsprechen dabei der Definition aus Abschnitt 6.

Der relative Massenstrom bezieht sich auf den Gesamtmassentrom und wird nach Gleichung 8.1 gebildet.

$$\dot{m}_i = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}_{\text{Inlet}}} \quad (8.1)$$

Die relativen Totaldrücke in den Ebenen $E01$, $E02$, $E04$ und $E04$ sind auf den Totaldruck am Inlet bezogen und sind nach Gleichung 8.2 definiert.

$$p_{\text{tot, rel, } i} = \frac{p_{\text{tot, } i}}{p_{\text{tot, Inlet}}} \quad (8.2)$$

Die Strahlgeschwindigkeit ist entsprechend Gleichung 8.3 normiert.

$$v_{\text{Strahl, rel, } i} = \frac{v_{\text{Strahl, } i}}{\sqrt{2 \cdot g \cdot H}} \quad (8.3)$$

Tabelle A.1: Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	140,131	139,897	139,681	139,331
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,251	0,25	0,25	0,249
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,997	0,994	0,992	0,987
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,994	0,994	0,994	0,987
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,997	0,993	0,99	0,986
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,99	0,987	0,984	0,979
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3149,14	3149,42	3149,73	3150,2
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3073,88	3075,09	3076,4	3078,47
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3082,28	3086,41	3091,05	3098,4
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	43,388	43,312	43,242	43,129
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,943	0,941	0,939	0,937

Tabelle A.2: Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	140,274	140,23	140,189	—
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,333	0,333	0,333	—
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,999	0,998	—
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,998	0,998	0,998	—
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,998	0,998	0,997	—
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	0,992	0,991	—
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3148,9	3148,9	3148,9	—
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3072,87	3072,9	3072,92	—
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3078,76	3078,79	3078,85	—
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	43,435	43,421	43,408	—
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,944	0,943	0,943	—

Tabelle A.3: Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	140,285	140,239	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,5	0,5	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,999	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,998	0,998	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,999	0,998	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	0,992	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3148,89	3148,88	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3072,83	3072,81	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3078,65	3078,52	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	43,438	43,424	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,944	0,943	–	–

Tabelle A.4: Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 72 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	140,271	–	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	1	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,999	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,998	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3148,9	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3072,84	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3078,77	–	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	43,434	–	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,944	–	–	–

Tabelle A.5: Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	161,121	160,628	160,131	159,338
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,251	0,251	0,25	0,248
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,995	0,989	0,984	0,975
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,989	0,989	0,989	0,974
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,994	0,988	0,982	0,973
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,989	0,983	0,977	0,967
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3570,16	3571,04	3571,49	3572,2
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3531,33	3535,32	3538,85	3544,27
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3539,57	3549,88	3559,68	3575,69
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	44,413	44,267	44,124	43,897
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,965	0,962	0,959	0,954

Tabelle A.6: Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	161,467	161,411	161,34	—
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,333	0,333	0,333	—
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,998	0,997	—
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,998	0,998	0,998	—
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,998	0,997	0,996	—
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,993	0,992	0,991	—
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3569,83	3570,19	3570,2	—
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3528,74	3529,55	3529,64	—
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3532,11	3533,73	3534,16	—
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	44,513	44,494	44,473	—
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,967	0,967	0,966	—

Tabelle A.7: Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	161,491	161,435	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,5	0,5	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,998	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,998	0,998	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,998	0,997	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,993	0,992	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3569,79	3570,19	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3528,61	3529,21	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3531,39	3532,35	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	44,519	44,5	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,967	0,967	–	–

Tabelle A.8: Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 100 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	161,467	–	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	1	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	1	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,998	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,993	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	3569,8	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	3528,53	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	3531,48	–	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	44,513	–	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,967	–	–	–

Tabelle A.9: Ergebnisse der Simulation des 4-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	112,357	112,206	111,981	112,053
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,25	0,25	0,25	0,25
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,998	0,997	0,995
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,998	0,998	0,998	0,995
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,999	0,997	0,997	0,995
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,991	0,99	0,99	0,988
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	2633,19	2627,93	2622,88	2627,27
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	2481,56	2483,68	2480,76	2485,34
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	2471,38	2483,93	2490,39	2492,21
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	40,643	40,619	40,582	40,568
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,883	0,882	0,882	0,881

Tabelle A.10: Ergebnisse der Simulation des 3-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	112,379	112,228	112,199	—
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,334	0,333	0,333	—
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	0,999	0,999	—
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,999	0,999	0,999	—
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,999	0,999	0,998	—
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	0,992	0,991	—
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	2632,97	2625,19	2626,08	—
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	2481,35	2481,75	2485,1	—
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	2469,68	2482,74	2485,75	—
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	40,654	40,65	40,64	—
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,883	0,883	0,883	—

Tabelle A.11: Ergebnisse der Simulation des 2-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	112,384	112,371	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	0,5	0,5	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	1	0,999	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	0,999	0,999	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,999	0,999	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	0,992	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	2632,98	2633,16	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	2481,36	2481,15	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	2469,78	2470,02	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	40,656	40,649	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,883	0,883	–	–

Tabelle A.12: Ergebnisse der Simulation des 1-düsigen Betriebs bei 50 % Düsenöffnung

	Düse 1	Düse 2	Düse 3	Düse 4
\dot{m} [kg/s]	112,35	–	–	–
\dot{m}_{rel} [kg/s]	1	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E01}$ [-]	0,999	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E02}$ [-]	1	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E03}$ [-]	0,999	–	–	–
$p_{\text{tot, rel}E04}$ [-]	0,992	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E05}$ [mm ²]	2632,54	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E06}$ [mm ²]	2480,79	–	–	–
$A_{\text{Strahl}E07}$ [mm ²]	2468,6	–	–	–
$v_{\text{Strahl}E05}$ [m/s]	40,651	–	–	–
$v_{\text{Strahl, rel}E05}$ [-]	0,883	–	–	–

B Übersicht der Berechnungsdauer für die Laufrad-Simulationen

Tabelle A.13: Simulationsdauer der berechneten Lastfälle

Lastfall	Simulations- dauer d:h:m:s	Simulations- dauer CPU Sek.	Anzahl an Kernen
<i>Q50 – H90</i> - ideal	03 : 21 : 25 : 22	$6,724 \cdot 10^6$	20
<i>Q50 – H100</i> - ideal	04 : 19 : 57 : 42	$8,347 \cdot 10^6$	20
<i>Q50 – H110</i> - ideal	04 : 18 : 21 : 24	$8,231 \cdot 10^6$	20
<i>Q72 – H90</i> - ideal	03 : 21 : 25 : 22	$6,724 \cdot 10^6$	20
<i>Q72 – H100</i> - ideal	03 : 02 : 09 : 40	$1,068 \cdot 10^7$	40
<i>Q72 – H110</i> - ideal	03 : 21 : 12 : 12	$6,708 \cdot 10^6$	20
<i>Q100 – H90</i> - ideal	03 : 18 : 21 : 16	$6,503 \cdot 10^6$	20
<i>Q100 – H100</i> - ideal	10 : 17 : 34 : 02	$9,270 \cdot 10^6$	10
<i>Q100 – H110</i> - ideal	03 : 19 : 14 : 15	$6,567 \cdot 10^6$	20
<i>Q72 – H100</i> - ideal (VM)	05 : 04 : 34 : 25	$8,947 \cdot 10^6$	20
<i>Q72 – H100</i> - real	02 : 17 : 53 : 05	$4,742 \cdot 10^6$	20