

Tobias MUTHER, B.Sc.

SIMULATION DER MEHRPHASEN- STRÖMUNG IN EINEM DAMPFZYKLON MITTELS CFD

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium Maschinenbau

eingereicht an der

Technischen Universität Graz

Betreuer

Dipl.-Ing. Dr.techn. René Prieler

Dipl.-Ing. Michael Netzer (Firma Bertsch)

Ing. Thomas Walch (Firma Bertsch)

Beurteiler

Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christoph Hochenauer

Institut für Wärmetechnik

Graz, im Dezember 2018

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.

Datum / Date

Unterschrift / Signature

KURZFASSUNG

Titel: Simulation der Mehrphasenströmung in einem Dampfzyklon mittels CFD

Autor: Tobias Muther, B.Sc.

1. Stichwort: Trennung Wasser-Wasserdampf
2. Stichwort: Computational Fluid Dynamics
3. Stichwort: Dampftrommel

Die in dieser Arbeit betrachteten Zykclone werden bei Umlauf Dampferzeugern in Dampfkraftwerken eingesetzt. In der Dampftrommel erfolgt die Trennung von flüssigem und dampfförmigem Wasser mit dem Ziel, Dampf mit einem möglichst geringen Anteil an flüssigem Wasser, in Richtung Überhitzer und anschließend zur Turbine zu leiten. Um die Trennung der beiden Phasen zu unterstützen, werden Zykclone eingesetzt. Damit eine Leistungssteigerung durch die Erhöhung der Dampfleistung erreicht werden kann, müssen sowohl die Dampftrommel als auch die einzelnen Zykclone größere Massenströme effizient verarbeiten können. Die Trommelabmessungen und die Anzahl der Zykclone sollen dabei konstant bleiben. Das Ziel der Arbeit war, eine CFD-gestützte Optimierung des derzeit von der Firma Bertsch verwendeten Zykklons durchzuführen.

Die Aufgabenstellung beinhaltete die Erhebung des Ist-Standes durch eine Parameterstudie mittels CFD-Simulation. Anschließend wurden die Ergebnisse mit den vorhandenen Auslegungskriterien des Zykklons verglichen und aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde der Zykklon einer CFD-gestützten Optimierung unterzogen. Für die Parameterstudie und die CFD-gestützte Optimierung wurden Mehrphasensimulationen mit der Simulationssoftware ANSYS Fluent durchgeführt.

Die Ergebnisse zeigten, dass die Eintrittsgeschwindigkeit mit der das Wasser-Dampfgemisch in den Zykklon einströmte, von entscheidender Bedeutung für den Trenngrad des Zykklons war. Mit steigender Eintrittsgeschwindigkeit verschlechterte sich der Trenngrad des Zykklons. Durch Anbringen von zusätzlichen Bohrungen im Lochblech, die den Dampfaufstieg unterstützen sollten, konnten keine Verbesserungen erzielt werden. Auch durch eine Vergrößerung der Eintrittsfläche in den Zykklon, und somit eine Verringerung der Eintrittsgeschwindigkeit, konnte die Dampfziffer nicht gesteigert werden. Durch eine Vergrößerung der Zykcloneometrie konnte sowohl die Dampfziffer, wie auch der nach oben in Richtung Überhitzer strömende Dampfmassenstrom, gesteigert werden.

ABSTRACT

Title: Simulation of the multiphase flow in a cyclone for the separation of liquid water and water vapor using CFD

Author: Tobias Muther, B.Sc.

1st keyword: Separation of Liquid Water and Water Vapor

2nd keyword: Computational Fluid Dynamics

3rd keyword: Steam Drum

The cyclones analyzed in this thesis are used in circulation steam generators in power plants. In the steam drum, liquid water and water vapor are separated with the aim of directing steam with the lowest amount of liquid water towards the superheater and then to the turbine. Cyclones are used to support the separation of these two phases. In order to achieve a boost in performance by increasing the steam output, both the steam drum and the individual cyclones must be able to efficiently process larger mass flows. The dimensions of the drum and the number of cyclones must remain constant. The aim of this thesis was to carry out a CFD-supported optimization of the cyclone currently used by Bertsch.

The task was to determine the actual status by means of a parameter study using CFD simulations. Subsequently, the results were compared with the existing design criteria of the cyclone. Based on these results, the cyclone was subjected to CFD-supported optimization. The simulation of the parameter study and the CFD-supported optimization were carried out by means of multiphase simulations using the simulation software ANSYS Fluent.

The results showed that the inlet velocity of the water-vapor mixture into the cyclone was of high importance for the separation efficiency of the cyclone. With increasing inlet velocity, the separation efficiency of the cyclone deteriorated. No improvements could be achieved by drilling additional holes in the perforated plate to support the steam ascent. Increasing the inlet area to the cyclone, and thus reducing the inlet speed, also failed to improve the steam coefficient. By enlarging the cyclone geometry, both the steam coefficient and the steam mass flow flowing towards the superheater could be increased.

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand im Zeitraum vom 03.2018 – 01.2019 am Institut für Wärmetechnik an der Technischen Universität Graz in Zusammenarbeit mit der Firma Bertsch Energy GmbH & Co KG.

Ich möchte mich bei allen Personen bedanken, die mich während der Erstellung meiner Masterarbeit unterstützt und motiviert haben.

Bei Herrn Dipl.-Ing. Michael Netzer und Herrn Ing. Thomas Walch von der Firma Bertsch Energy möchte ich mich für die Beauftragung der Arbeit und für ihre Unterstützung herzlich bedanken.

Ein großer Dank gilt auch meinem Betreuer vom Institut für Wärmetechnik Herrn Dipl.-Ing. Dr.techn. René Prieler, der mich während der gesamten Arbeit mit seiner freundlichen Art und seinem Fachwissen unterstützt hat.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern für die finanzielle Unterstützung, aber vor allem für das Vertrauen, die Liebe und Motivation während meiner gesamten Studienzzeit. Danke für eure motivierenden Worte und Taten.

Graz, 19.12.2018

Tobias Muther

FORMELZEICHEN

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
A_E	Eintrittsfläche	m^2
C_D	Widerstandsbeiwert	-
C_l	Auftriebskoeffizient	-
C_{pl}	Spezifische Wärmekapazität	$J / (kg K)$
d_A	Blasenabreißdurchmesser	m
d_i	Innendurchmesser	m
d_k	Durchmesser der Keimstelle	m
D	Durchmesser	m
D_b	Blasenabreißdurchmesser	m
F	Kraft	N
g	Erdbeschleunigung	$9,81 m / s$
H	Höhendifferenz	m
h	Füllstandshöhe	mm
h_{fg}	latente Verdampfungswärme	J / kg
k	turbulente kinetische Energie	m^2 / s^2
k	Wärmedurchgangskoeffizient	$W / m^2 K$
l	Länge	m
\dot{m}	Massenstrom	kg / s
n	Anzahl	-
N	Anzahl der Ensemblemitglieder	-
\vec{n}	Normalvektor	1
p	Druck	Pa, bar
r	Radius	m
Re	Reynolds-Zahl	-
St	Stokes-Zahl	-
t	Zeit	s
T	Mittelungsintervall	s
T_{sat}	Sättigungstemperatur	$^{\circ}C$
T_{sup}	Übertemperatur	$^{\circ}C$
U	charakteristische Strömungsgeschwindigkeit	m / s
u	Geschwindigkeit	m / s
u_z	Umlaufzahl	-
u_t	Schubspannungsgeschwindigkeit	m / s
V	Volumen	m^3
\dot{V}	Volumenstrom	m^3 / s
Q_w	Wandwärmestrom	W / m^2
x	Dampfziffer	-
x	x-Koordinate	m
y	y-Koordinate	m
y^+	dimensionsloser Wandabstand	-
z	z-Koordinate	m

Griechische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
Δ	Dampfraumbelastung	1 / s
α	Volumenbeladung	-
β	Partikelbeladung	-
β	Randwinkel der Blase	°
γ	Dichteverhältnis	-
δ_{ij}	Kronecker-Delta	-
ε	Dissipationsrate	m ² / s ³
λ	elektrische Leitfähigkeit	S / m
μ	dynamische Viskosität	kg / (ms)
μ_t	turbulente Viskosität	kg / (ms)
ν	kinematische Viskosität	m ² / s
ρ	Dichte	kg / m ³
$\bar{\rho}$	mittlere Dichte (arithmetisch)	kg / m ³
σ	Oberflächenspannung	N / m
τ	Schubspannung	N / m ²
τ_{ij}	Komponenten des Spannungsvektors	N / m ²
τ_w	Wandschubspannung	N / m ²
τ_{disp}	Partikelrelaxationszeit	s
τ_{kont}	charakteristische Zeit der kontinuierlichen Phase	s
Φ	Skalar	-
φ	Randwinkel der Blase	°
ω	spezifische Dissipationsrate	1 / s

Indizes

Zeichen	Bedeutung
'	flüssige Phase
“	dampfförmige Phase
disp	dispers
g	gasförmig
i	Komponente
kont	kontinuierlich
l	Flüssigkeit
m	Laufindex in y-Richtung
max	maximal
n	Laufindex in x-Richtung
p	sekundäre (disperse) Phase
q	primäre (kontinuierliche) Phase
w	wirksam
W	Wand
zul	zulässig

Abkürzungen

Zeichen	Bedeutung
DNS	Direkte Numerische Simulation
DPM	Discrete Phase Model
ECO	Economiser (Vorwärmer)
FR	Fallrohr
KV	Kontrollvolumen
LES	Large Eddy Simulation
PBE	Population Balance Equation
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SR	Steigrohr
ÜH	Überhitzer
VOF	Volume of Fluid

INHALTSVERZEICHNIS

<u>1</u>	<u>EINLEITUNG</u>	<u>1</u>
1.1	Bisherige Auslegung	4
1.1.1	Ermittlung der Zyklonanzahl in der Trommel	5
1.2	Motivation	7
1.3	Aufgabenstellung	7
<u>2</u>	<u>WASSER-DAMPFTRENNUNG</u>	<u>9</u>
2.1	Dampfraumbelastung	10
2.2	Der Zyklon	11
<u>3</u>	<u>GRUNDLAGEN NUMERISCHER STRÖMUNGSSIMULATION</u>	<u>14</u>
3.1	Erhaltungsgleichungen	14
3.2	Turbulenz	17
3.2.1	Turbulenzmodellierung	17
3.2.2	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen	17
3.2.3	Standard k- ϵ Modell	20
3.2.4	Realizable k- ϵ Modell	21
3.2.5	Standard k- ω Modell	21
3.2.6	RSM	22
3.3	Diskretisierung	22
3.4	Netzgitter	25
3.5	Mehrphasige CFD-Simulation	28
3.5.1	Modellierung der Mehrphasenströmung	28
3.5.2	Die wichtigsten Mehrphasenmodelle	30
3.5.3	Auswahl Mehrphasenmodell	32
3.5.4	Erhaltungsgleichungen des Euler-Euler Modells	32
3.5.5	Berechnung Dampfblasendurchmesser	34
3.5.6	Weitere Ansätze zur Ermittlung des Blasenabreißdurchmessers	37
3.5.7	Exkurs: Populationsbilanzmodelle	38
<u>4</u>	<u>EINPHASIGE CFD-SIMULATION DES ZYKLONS</u>	<u>42</u>
4.1	Geometrieaufbereitung	42
4.2	Netzgitterstudie	44
4.3	Wahl des Turbulenzmodells	49

5	MEHRPHASIGE CFD SIMULATION DES ZYKLONS	51
5.1	Ermittlung der Randbedingungen	52
5.2	Setup der Simulationen	54
5.3	Simulationsergebnisse Ist-Stand.....	55
5.3.1	Ergebnisse der Standardgeometrie.....	56
5.4	Ergebnisse der Geometrieoptimierungen	62
5.4.1	Bohrungen im Lochblech	63
5.4.2	Vergrößerte Eintrittsfläche	65
5.4.3	Große Zyklongeometrie	67
6	SCHLUSSFOLGERUNGEN	72
	LITERATUR.....	74

1 EINLEITUNG

In diesem Kapitel folgt eine Einleitung in das Themengebiet und ein Beispiel, wie die Anzahl der Zykline pro Dampftrommel, die zur Verarbeitung der unterschiedlichen Massenströme notwendig sind, berechnet wird. Außerdem wird die Motivation hinter dieser Arbeit und die daraus resultierende Aufgabenstellung beschrieben. In der zu untersuchenden Gas-Flüssig-Trennung, wird in weiterer Folge, die flüssige Phase als Wasser und die dampfförmige Phase als Dampf bezeichnet.

Aufgrund des steigenden Energiebedarfs und der daraus entstehenden Umweltproblematik sind größere und effizientere Anlagen zur Energieerzeugung notwendig. Ein Kraftwerk hat die Aufgabe die zugeführte Primärenergie in Wellenarbeit und anschließend in elektrische Energie umzuwandeln. Zur Stromerzeugung in großem Umfang werden weltweit überwiegend Wärmekraftwerke eingesetzt, da sie bis heute und auch in naher Zukunft die wirtschaftlich günstigsten Verfahren zur Gewinnung elektrische Energie sind. [1]

Wie in Abbildung 1.1 dargestellt, besteht ein Wärmekraftwerk aus den Teilsystemen Wärmeerzeuger und Wärmekraftmaschine. Im Wärmeerzeuger erfolgt die Umwandlung der Primärenergie in thermische Energie, welche anschließend an die Wärmekraftmaschine abgegeben wird. In der Wärmekraftmaschine durchläuft das Arbeitsmedium einen Kreisprozess. Das bedeutet, dass der Prozess hinsichtlich der Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Dichte wieder den Anfangszustand erreicht. Im Kreisprozess durchströmt das umlaufende Fluid mehrere offene Einzelsysteme wie den Dampferzeuger, die Turbine, den Kondensator und die Speisepumpe. [1]

Ein Dampfkraftwerk ist ein Wärmekraftwerk, bei dem Wasser und Wasserdampf die Energieträger sind, welche die Wärme vom Wärmeerzeuger an die Wärmekraftmaschine übertragen.

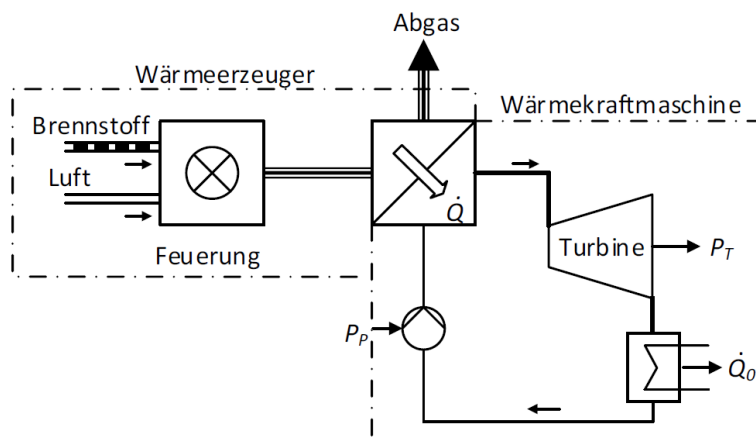


Abbildung 1.1 vereinfachtes Schema eines Wärmekraftwerks [1]

Der Dampferzeuger koppelt die beiden Teilsysteme Wärmeerzeuger und Wärmekraftmaschine miteinander. Er hat die Aufgabe die Energie aus dem Wärmeerzeuger in Dampf, mit möglichst hohem Druck und hoher Temperatur, umzuwandeln. Der Dampferzeuger war am Beginn seiner Entwicklung ein einfacher Behälter und kann aufgrund seiner Funktion als Wärmetauscher bezeichnet werden. Heutzutage sind Dampferzeuger komplexe Systeme bestehend aus

Economiser, Überhitzer, Zwischenüberhitzer, Luftvorwärmer und weiteren Komponenten die dazu dienen, den Wirkungsgrad zu erhöhen. [1]

Abbildung 1.2 zeigt die verschiedenen Bauarten von Dampferzeugern. Bei den Großwasserraum-DE wird in den Rohren die Flamme bzw. das Rauchgas geführt und die Rohre sind vom Wasser umgeben. Großwasserraum-DE können aufgrund der Zeitstandfestigkeit der Kesselwerkstoffe sowie dem relativ großen Durchmesser nur bis 30 bar betrieben werden. Aufgrund dieser Beschränkung sind sie nur noch in einzelnen Sonderbauarten zu finden. [1]

Heutzutage werden Dampferzeuger als Wasserrohr-Dampferzeuger ausgeführt. Bei den Wasserrohr-DE befindet sich das zu verdampfende Wasser im Rohr und wird von außen durch das Rauchgas beheizt. Um die gewünschten Dampfmassenströme zu erreichen wird eine Vielzahl an Rohren parallelgeschaltet. [2] Bei den Durchlauf-DE erfolgt die Trennung vom Wasser-Dampfgemisch nicht in einer Dampftrommel, sondern in Abscheideflaschen. Diese Arbeit befasst sich mit Naturumlauf-DE die zur Gruppe der Umlauf-DE zählen. Bei Umlauf-DE befindet sich der Verdampfungsstutzen örtlich fest in der Trommel. [3]

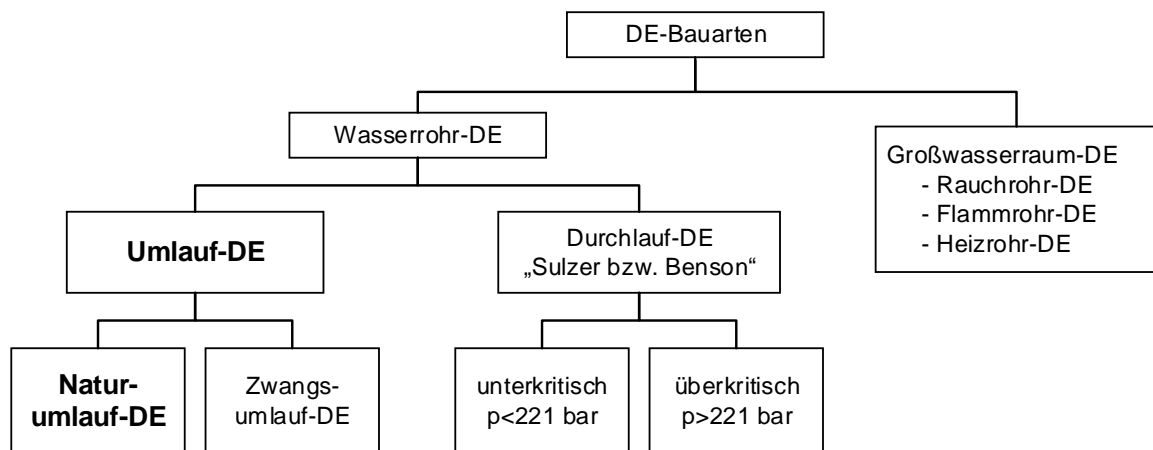


Abbildung 1.2 Klassifizierung von Dampferzeugern [1]

Weltweit arbeiten die meisten Dampferzeuger nach dem Naturumlaufprinzip. In Europa kommt der Naturumlauf hauptsächlich bei kleineren Anlagen mit Dampfmassenströmen von bis zu 500 t/h zum Einsatz [3]. Beim Naturumlaufverfahren ist die Dichtedifferenz des Fluides zwischen Steig- und Fallrohr die treibende Kraft. In den beheizten Steigrohren befindet sich ein Wasser-Dampfgemisch, das spezifisch leichter als das Wasser in den Fallrohren ist. Der Naturumlauf bildet sich, wie in Abbildung 1.3 dargestellt, im System Steigrohr-Trommel-Fallrohr-Verteilersammler aus. [2]

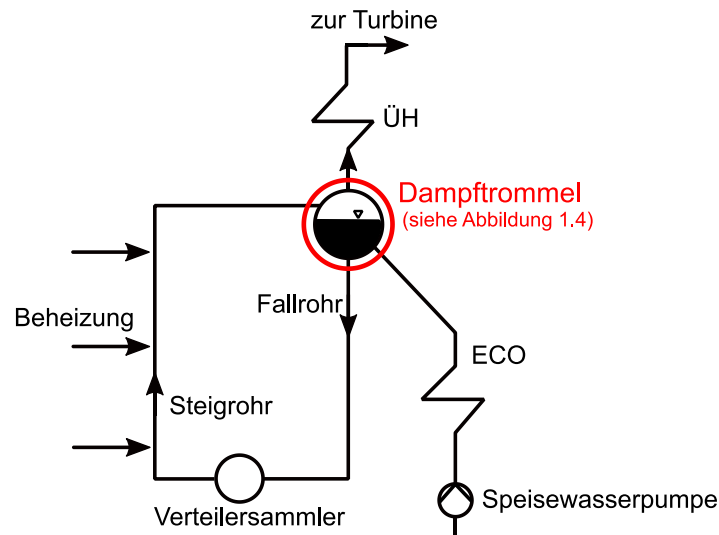


Abbildung 1.3 Schema des Naturumlaufverfahrens (Original aus [1])

In Abbildung 1.4 ist der Schnitt durch eine Dampftrommel dargestellt. Die Füllstandshöhe reicht im Normalfall bis in die Mitte der Zyklon-Eintrittsfläche. Die Dampftrommel, oft nur als Trommel oder Kesseltrommel bezeichnet, hat die Aufgabe, den erzeugten Dampf vom Wasser zu trennen und zu den Überhitzern zu leiten. Das in der Trommel abgeschiedene Wasser bleibt im Naturumlauf und wird aus der Trommel über die Fallrohre dem Verteilersammler zugeführt. Über die beheizten Steigrohre gelangt das Wasser-Dampfgemisch wieder zurück in die Trommel. Damit der Wasserstand in der Trommel konstant bleibt, wird Speisewasser mithilfe einer Speisewasserpumpe der Trommel zugeführt. Die Speisewassertemperatur liegt in etwa 10 °C unter der Sattdampftemperatur. [4]

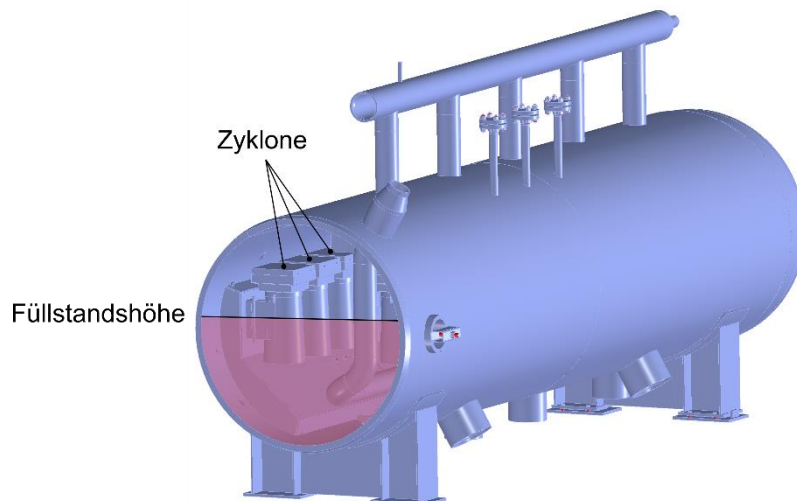


Abbildung 1.4 Zyklone in der Dampftrommel [4]

Um die Abscheidewirkung zu erhöhen, werden in der Dampftrommel meist mehrere Zyklone eingebaut. Wie die Anzahl der zu verbauenden Zyklone ermittelt werden kann, wird im Kapitel 1.1 beschrieben. Die Funktionsweise der Wasser-Dampftrennung mithilfe von Zyklonen, sowie die Geometrie der betrachteten Zyklone, werden im Kapitel 2 genauer beschrieben.

1.1 Bisherige Auslegung

Bis heute werden die Zyklone nach alten Zeichnungen gebaut, dabei ist nicht näher bekannt, wie die Auslegung der Zyklone durchgeführt wurde. Die Anzahl der zu verbauenden Zyklone wird grundsätzlich von dem in die Dampftrommel einströmenden Massenstrom bestimmt. Um die Anzahl der Zyklone zu ermitteln, müssen der Trommeldruck, der in die Trommel einströmende Dampfmassenstrom, die Umlaufzahl und die Eintrittsfläche des Zyklons vorgegeben werden. Unter Einhaltung von vier Randbedingungen wird die Anzahl der benötigten Zyklone ermittelt.

Die **erste Randbedingung (RB 1)** begrenzt den in den Zyklon einströmenden Dampfmassenstrom. Der Eintrittsbereich in den Zyklon ist in der Abbildung 1.5 grün markiert. Der maximale Dampfmassenstrom, der somit pro Zyklon verarbeitet werden kann, ist eine Funktion des Druckes und wird mit Gleichung (1.1) berechnet. [5]

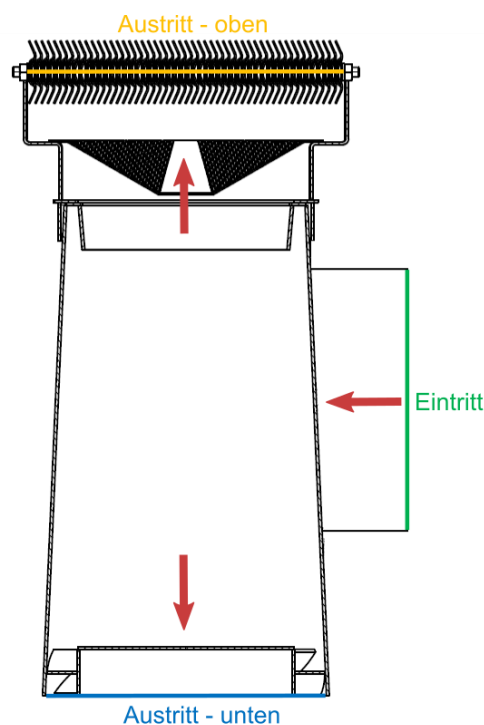


Abbildung 1.5 vereinfachte Zyklongeometrie

$$\dot{m}_{Dampf\,Eintritt-max} = 0,0000006 \cdot p^3 - 0,000334 \cdot p^2 + 0,0631 \cdot p + 1,9625 \quad (1.1)$$

Durch Einsetzen verschiedener Drücke in Gleichung (1.1) ergibt sich die in Abbildung 1.6 dargestellte Kurve. Auf der Ordinate ist der Dampfmassenstrom je Zyklon in der Einheit t/h aufgetragen. Auf der Abszisse ist der Betriebsdruck der Trommel in $bara$ aufgetragen. Aus der Abbildung ist zu entnehmen, dass der Zyklon mit steigendem Betriebsdruck einen größeren Massenstrom verarbeiten kann. Die Kurve flacht mit steigendem Druck ab, eine Erhöhung des Drucks auf über $140\,bar$ bringt keine merklichen Verbesserungen mit sich.

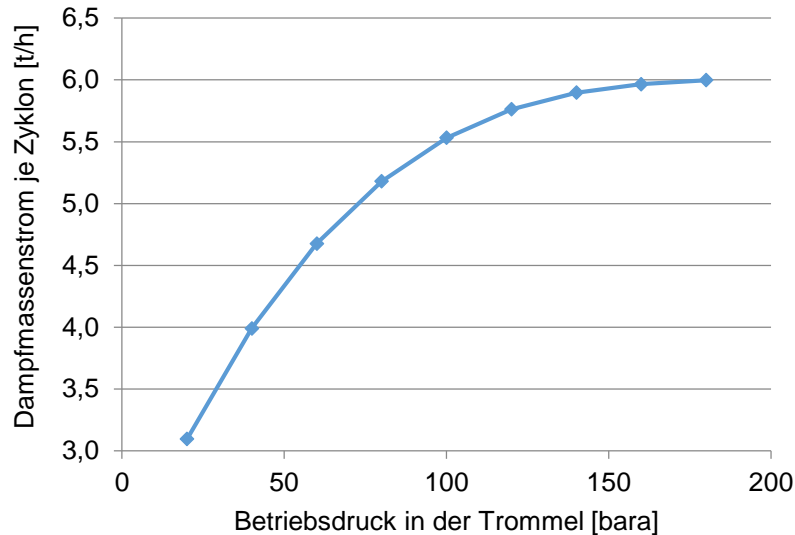


Abbildung 1.6 maximaler Dampfmassenstrom je Zyklon

Die **zweite Randbedingung (RB 2)** begrenzt die Umwälzmenge, die je Zyklon verarbeitet werden kann. Die Umwälzmenge entspricht dem in den Zyklon einströmenden Gesamtmassenstrom, welcher auf maximal 85 t/h begrenzt ist. Diese Randbedingung ergaben sich aus Versuchen, welche von der Firma Bertsch durchgeführt wurden. [4]

Die **dritte (RB 3)** und **vierte Randbedingung (RB 4)** begrenzen die Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon. Sie muss im Bereich zwischen $3,5 \text{ m/s}$ und $4,5 \text{ m/s}$ liegen. Diese beiden Randbedingungen wurden ebenfalls durch Versuche ermittelt. [4]

1.1.1 Ermittlung der Zyklonanzahl in der Trommel

Das folgende Beispiel zeigt, wie ausgehend von den Zuströmparametern aus Tabelle 1.1, die Anzahl, der in der Dampftrommel benötigten Zyclone, ermittelt wird.

Bezeichnung	Wert	Einheit
Druck p	120	bara
Dampfmassenstrom \dot{m}_{Dampf}	180	t/h
Umlaufzahl u_z	19	
Zyklon Eintrittsfläche A_E	0,0162	m ²

Tabelle 1.1 Zuströmparameter

Die Berechnungen wurden so durchgeführt, als würde sich nur ein Zyklon in der Dampftrommel befinden und dieser Zyklon müsste die einströmenden Massenströme verarbeiten.

Die Umlaufmenge ergibt sich aus der Multiplikation des einströmenden Dampfmassenstromes mit der Umlaufzahl u_z und entspricht dem Gesamtmassenstrom, der in die Dampftrommel einströmt (siehe Gleichung (1.2)).

$$\dot{m}_{Gesamt} = u_z \cdot \dot{m}_{Dampf} = 3420 \left[\frac{t}{h} \right] = 950 \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (1.2)$$

Der Kehrwert der Umlaufzahl multipliziert mit 100 ergibt die Dampfziffer in Gewichtsprozent (siehe Gleichung (1.3)).

$$x = \frac{1}{u_z} \cdot 100 = 5,26 [\%] \quad (1.3)$$

Das spezifische Volumen des flüssigen Wassers v' an der Siedelinie ($x = 0$) und das spezifische Volumen v'' des Dampfes an der Sattdampfkurve ($x = 1$) wurden mithilfe der Drucktafel „International Steam Tables“ ermittelt. [6]

$$v' = 0,00153 \left[\frac{m^3}{kg} \right] \quad v'' = 0,01427 \left[\frac{m^3}{kg} \right]$$

Um die Dichte des Gemischs zu berechnen, wurde mit Gleichung (1.4) das spezifische Volumen des Gemisches mithilfe der Dampfziffer x und den spezifischen Volumina der beiden Phasen berechnet und davon der Kehrwert gebildet (Gleichung (1.5)).

$$v_{Gemisch} = v' + x \cdot (v'' - v') = 0,002197 \left[\frac{m^3}{kg} \right] \quad (1.4)$$

$$\rho_{Gemisch} = \frac{1}{v_{Gemisch}} = 455,16 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (1.5)$$

Der Gesamtvolumenstrom ergibt sich durch die Division des Gesamtmassenstromes mit der Dichte des Gemisches (Gleichung (1.6)).

$$\dot{V}_{Gesamt} = \frac{\dot{m}_{Gesamt}}{\rho_{Gemisch}} = 2,09 \left[\frac{m^3}{s} \right] \quad (1.6)$$

Die Eintrittsgeschwindigkeit wurde mit Gleichung (1.7) berechnet und ergibt sich durch Division des Volumenstroms mit der Eintrittsfläche in den Zyklon.

$$u = \frac{\dot{V}_{Gesamt}}{A_E} = 128,84 \left[\frac{m}{s} \right] \quad (1.7)$$

Der maximale Dampfmassenstrom, der je Zyklon verarbeitet werden kann, wurde mit Gleichung (1.1) berechnet und beträgt 5,67 t/h und somit 1,57 kg/s.

Bezeichnung	Wert	Einheit
Umlaufmenge	3420	t/h
Dampfziffer	5,26	Gew. %
Dichte Gemisch	455,16	kg/m ³
Volumenstrom	2,09	m ³ /s
Eintrittsgeschwindigkeit	128,84	m/s
max. Dampfmassenstrom je Zyklon nach Kurve	5,76	t/h

Tabelle 1.2 berechnete Werte

In Tabelle 1.3 ist die zur Einhaltung der jeweiligen Randbedingung erforderliche Anzahl der Zyklone dargestellt.

Bezeichnung	Randbedingung je Zyklon	Anzahl der Zyklone	
RB 1	maximaler Dampfmassenstrom nach Kurve	mindestens	31
RB 2	Gesamtmassenstrom < 85 t/h pro Zyklon	mindestens	40
RB 3	Eintrittsgeschwindigkeit < 4,5 m/s	mindestens	29
RB 4	Eintrittsgeschwindigkeit > 3,5 m/s	maximal	37

Tabelle 1.3 Anzahl der Zyklone je Randbedingung

Gleichung (1.8) ermittelt aus den Ergebnissen der vier Randbedingungen die Anzahl der Zyklone, die in der Dampftrommel verbaut werden sollen. Die daraus ermittelte Anzahl dient als Richtwert und kann sich von der schlussendlich verbauten Anzahl unterscheiden. Zur Ermittlung des Richtwertes wird die *RB 1*, die *RB 3* sowie der kleinere Wert der beiden Randbedingungen *RB 2* und *RB 4* verwendet.

$$Anzahl_{Zyklone} = \max[RB1; \min(RB2; RB4); RB3] = 37 \quad (1.8)$$

1.2 Motivation

Um eine Leistungssteigerung durch die Erhöhung der Dampfleistung realisieren zu können, müssen sowohl die Dampftrommel als auch die Zyklone höhere Massenströme verarbeiten können. Ein wichtiges Kriterium dabei ist, dass die Trommelabmessungen und die Anzahl der Zyklone konstant bleiben. Es stellt sich somit die Frage, ob die Zyklone auch höhere Massenströme, als gemäß den angeführten Auslegungskriterien erlaubt, effizient verarbeiten können. Die weitere Motivation dieser Arbeit liegt darin, die Effizienz der Zyklone zu steigern.

1.3 Aufgabenstellung

Aufbauend auf die beschriebene Motivation hat sich die Aufgabenstellung dieser Diplomarbeit entwickelt. Die Trennung von Wasser und Dampf in einem Zyklon soll mithilfe von mehrphasigen CFD-Simulationen untersucht werden. Die Simulationen sollen helfen, um einerseits besser zu verstehen, was im Zyklon geschieht, zu erfahren bis zu welchen Wasser- und Dampfmassenströmen der Zyklon gut arbeitet, und zu ermitteln, welche Einflussgrößen den Wassermittliss begünstigen oder verhindern. Die Ziele der Arbeit sind in zwei Stufen eingeteilt. Die erste Stufe entspricht der globalen Zielsetzung und beinhaltet folgenden Punkte:

Ziele Stufe 1

- Ermittlung des Ist-Standes durch Simulation der Standardgeometrie mit den Varianten aus Tabelle 1.4
- Darstellung der Strömungsverhältnisse
- Betrachtung der Abscheideraten
- Betrachtung von Auffälligkeiten und Verbesserungsvorschläge

Die Ziele der zweiten Stufe basieren auf den Ergebnissen der Stufe 1 und setzen sich folgendermaßen zusammen:

Ziele Stufe 2

- Optimieren der Geometrie mit dem Ziel, bessere Abscheideraten erzielen zu können.
- Auswertung der Ergebnisse der geometrisch veränderten Zyklone und Vergleich mit den Ergebnissen der Standardausführung.

Tabelle 1.4 zeigt die Varianten, die in der Stufe 1 simuliert werden. Bei den Varianten 1 bis 3 wird der Druck p in der Dampftrommel von 30 auf 70 und schlussendlich auf 100 *bar* erhöht. Die Varianten 4, 5 und 6 unterscheiden sich in der Damp fziffer x und somit auch in der Dampfmenge des einströmenden Gemisches. Die Varianten 7, 8 und 9 unterscheiden sich in der Größe des einströmenden Gesamtmassenstromes \dot{m}_{Gesamt} und somit ebenfalls im einströmenden Dampfmassenstrom. Die Varianten 10 und 11 entsprechen, unter Ausnahme der Füllstandshöhe h , der Variante 2. Bei der Variante 10 wird im Vergleich zur Variante 2 die Füllstandshöhe in der Trommel um 200 *mm* erhöht und bei der Variante 11 um 200 *mm* verringert.

Bezeichnung		Damp fziffer	Massenstrom	Massenstrom	Druck	Füllstandshöhe
		[Gew.%]	Gesamt [kg/s]	Dampf [kg/s]	[bar]	[mm]
Δp	v1	5	20	1	30	0
	v2	5	20	1	70	0
	v3	5	20	1	100	0
Δx	v4	3	20	0.6	70	0
	v5	5	20	1	70	0
	v6	10	20	2	70	0
Δḡ	v7	5	10	0.5	70	0
	v8	5	20	1	70	0
	v9	5	30	1.5	70	0
Δh	v10	5	20	1	70	+200
	v11	5	20	1	70	-200

Tabelle 1.4 Variantenübersicht

2 WASSER-DAMPFTRENNUNG

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wasser-Dampftrennung mit Bezug auf die Dampftrommel und die Geometrie die Zyklole betrachtet.

Wie in Kapitel 1 erwähnt, wird in der Dampftrommel der erzeugte Dampf vom Wasser getrennt und anschließend zu den Überhitzern geleitet. Voraussetzung für die Trennung von Wasser und Dampf ist eine ausreichende Dichtedifferenz der beiden Phasen. Die treibende Kraft um den Umlauf in einem Naturumlauf-Dampferzeuger aufrecht zu erhalten, resultiert aus der Differenz zwischen der Fluidichte im Fallrohr ρ_{FR} und der Fluidichte im Steigrohr $\bar{\rho}_{SR}$. In Gleichung (2.1) ist die statische Druckdifferenz angeführt. Dabei entspricht g der Erdbeschleunigung und H der Höhendifferenz zwischen Verteilersammler und Dampftrommel.

$$\Delta p = (\rho_{FR} - \bar{\rho}_{SR}) \cdot g \cdot H \quad (2.1)$$

Zusätzlich ist zur sicheren Kühlung der Verdampferrohre in Abhängigkeit der Beheizung eine bestimmte Massenstromdichte notwendig. Aus diesen Bedingungen ergibt sich eine Begrenzung des Trommeldruckes auf ca. 185 bar. [3]

In der Dampftrommel reicht die Füllstandshöhe im Normalfall bis zur Mitte des Eintrittsflansches vom Zyklon [4], wobei im Betrieb ein Höchstwasserstand nicht überschritten und ein Mindestwasserstand nicht unterschritten werden darf. Ein Mindestwasserstand ist erforderlich, damit die Verdampferrohre ausreichend mit Wasser versorgt werden und es zu keiner örtlichen Überhitzung kommt. Der Höchstwasserstand darf nicht überschritten werden, da sonst die Gefahr besteht, dass Wasser in den Überhitzer mitgerissen wird. [3]

Das Mitreißen von Wassertröpfchen aus der Trommel zum Überhitzer führt zu einer schlechten Dampfqualität, die folgende Probleme mit sich bringt:

- Ein Problem dabei sind Salze, welche im Wasser noch gelöst sind und sich durch das Verdampfen im Überhitzer in den Rohren ablagern. Die Ablagerung der Salze hat eine isolierende Wirkung und das Material wird an diesen Stellen überhitzt. Durch die Überhitzung können Risse entstehen und das Material schlussendlich versagen. [3]
- Je größer der Wassergehalt des in den Überhitzer strömenden Gemisches ist, desto mehr Energie muss vom Überhitzer zur Verdampfung des Wassers aufgewendet werden. Diese Energiemenge steht somit nicht mehr zur Erhöhung der Dampftemperatur zu Verfügung. Eine schlechte Wasser-Dampftrennung führt also dazu, dass die Ziel-Frischdampftemperatur nicht erreicht wird und der Gesamtwirkungsgrad der Anlage sinkt.
- Ein zu hoher Wassergehalt, in Form von Flüssigkeitströpfchen, kann zu einer Beschädigung der Turbinenschaufeln aufgrund von Erosion führen. [7]

2.1 Dampfraumbelastung

Um einen möglichst hohen Trenngrad der Phasen zu erreichen, muss, besonders wenn die Wasser-Dampftrennung nur durch die Schwerkraft erfolgt, ausreichend Zeit zur Trennung der Phasen zur Verfügung stehen. Der Dampfraum in der Trommel muss daher eine Mindestgröße haben. Gleichung (2.2) gibt an, dass die Mindestgröße des Dampfraumes V_{mind} vom Dampfmassenstrom \dot{m}_{Dampf} , der Dichte des Sattedampfes ρ_{Dampf} und der Dampfraumbelastung Δ abhängt. [3]

$$V_{mind} = \frac{\dot{m}_{Dampf}}{\rho_{Dampf} \cdot \Delta} \quad (2.2)$$

Die Dampfraumbelastung wird mit Gleichung (2.3) berechnet und gibt das Verhältnis zwischen dem in die Trommel einströmenden Sattedampfvolumenstrom \dot{V}_{Dampf} und dem wirksamen Dampfraum V der Trommel an. [3] Die Dampfraumbelastung entspricht somit der reziproken Aufenthaltszeit [8].

$$\Delta = \frac{\dot{V}_{Dampf}}{V} \left[\frac{1}{s} \right] \quad (2.3)$$

Der wirksame Dampfraum ist der Trommelraum, der vom Sattedampf beaufschlagt wird. Reicht der Wasserstand bis zur Trommelmitte, dann kann der wirksame Dampfraum mit Gleichung (2.4) berechnet werden.

$$V = \frac{d_i^2 \pi}{8} \cdot l_w \quad (2.4)$$

In Abbildung 2.1 ist der wirksame Dampfraum grün markiert, dabei steht d_i für den Innendurchmesser der Trommel und l_w für die wirksame Trommellänge. [9]

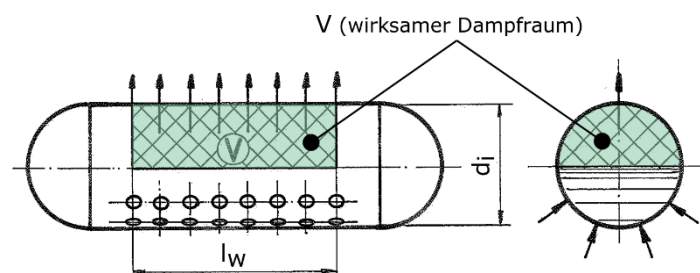


Abbildung 2.1 wirksamer Dampfraum der Dampftrommel [9]

Die Dampfraumbelastung hängt neben den Einbauten hauptsächlich vom Dampfdruck und von der Speisewasserqualität ab. Die maximal zulässige Dampfraumbelastung kann mit der empirischen Beziehung gemäß Gleichung (2.5) berechnet werden. [3]

$$\Delta_{max_zul} = 0,264 \cdot 10^3 \cdot p^{-0,7} \cdot \lambda^{-0,61} \quad (2.5)$$

Dabei entspricht p dem Trommeldruck in *bar* und λ der elektrischen Leitfähigkeit des Speisewassers in $\mu S / cm$. Zwischen dem Salzgehalt und der elektrischen Leitfähigkeit besteht

ein direkter Zusammenhang. Je größer der Salzgehalt bzw. der Druck, desto kleiner wird die maximal zulässige Dampfraumbelastung. Aus Gleichung (2.3) folgt, dass bei gleichbleibendem einströmenden Sattdampfstrom der wirksame Dampfraum V größer werden muss, damit die maximal zulässige Dampfraumbelastung nicht überschritten wird. [3]

Zusätzlich führen die Salze im Wasser dazu, dass das Wasser aufschäumt und somit das Mitreißen der Tropfen in Richtung Überhitzer begünstigt wird. Daher kommt heutzutage in den meisten Anlagen eine Vollentsalzung zu Einsatz [4].

Um eine effektivere Abscheidung zu erzielen und die Dampfqualität zu erhöhen, werden in der Dampftrommel der Firma Bertsch Zykclone verbaut. Durch die Verwendung von Zyklonen wird der Trommeldurchmesser in der Regel durch den Platzbedarf der Zykclone bestimmt und die Dampfraumbelastung oft nur als Richtwert verwendet. [3] [9]

2.2 Der Zyklon

Durch die tangentielle Einströmung des Wasser-Dampfgemisches in den Zyklon entsteht im Abscheideraum eine Drall-Strömung. Durch die Zentrifugalkraft wird das Fluid mit der höhere Dichte, in diesem Fall das Wasser, nach außen an die Zyklonwand geschleudert und bildet dort eine zusammenhängende Flüssigkeitsschicht. Aufgrund der Schwerkraft fließt die Flüssigkeitsschicht nach unten aus dem Zyklon aus. Das Fluid mit der geringeren Dichte, in diesem Fall der Wasserdampf, sammelt sich im Bereich der Mittelachse im Abscheideraum an und verlässt den Zyklon aufgrund der geringeren Dichte nach oben. [10] [11]

Der Unterschied im Aggregatzustand der zu trennenden Medien erfordert im Gegensatz zu den bekannteren Entstaubungszyklonen (siehe Abbildung 2.2) eine andere Bauart.

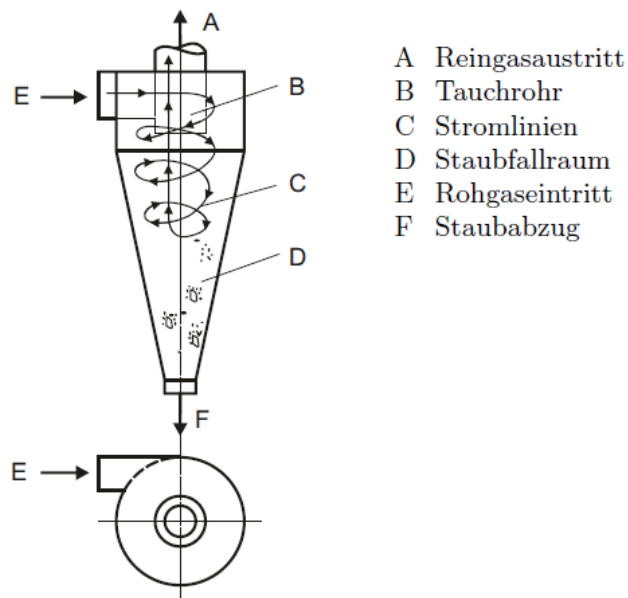


Abbildung 2.2 Aufbau eines Entstaubungszyklon [3]

Beim Entstaubungszyklon besteht die Gefahr, dass ausgeschleuderte Teilchen, welche die Außenwand erreicht haben, durch Störwirbel zurück in die Zyklonmitte befördert werden. Um bei einem Staubzyklon eine gute Abscheiderate zu erhalten, ist deshalb ein kegelförmiger

Staubfallraum (Bereich D in Abbildung 2.2) unterhalb des Zylinders notwendig. Der Kegel hat die Aufgabe die abgeschiedenen Staubteilchen zur zentralen Staubablassöffnung (Bereich F) zu führen und dabei den Einfluss der Störwirbel zu verringern. Beim Tropfenabscheider ist dieser Kegel nicht notwendig, da die Störwirbel in der Regel nicht in der Lage sind, Tropfen aus der zusammenhängenden Flüssigkeitsschicht an der Wand abzusaugen. [10]

Durch das Zusammenwachsen (Koaleszenz) von kleinen Tropfen, die gegeneinanderprallen, entstehen größere Tropfen. Da größere und somit schwerere Tropfen leichter von der Fliehkraft an den Rand geschleudert werden können, wird die Abscheidung erleichtert. Die gesamte Flüssigkeitsmenge die mit dem Dampf nach oben ausströmt, kann unterteilt werden in:

- feine Tropfen die von den strömenden Gasen nach oben zum Austrittsquerschnitt mitgerissen werden
- und eine langsam strömende Flüssigkeitsschicht, die an der Außenwand haftet (siehe Abbildung 2.3, Bereich a) und den Zyklon mit der Dampfströmung verlässt. Diese nach oben ausströmende Flüssigkeitsschicht wird als Schichtverlust bezeichnet. [10]

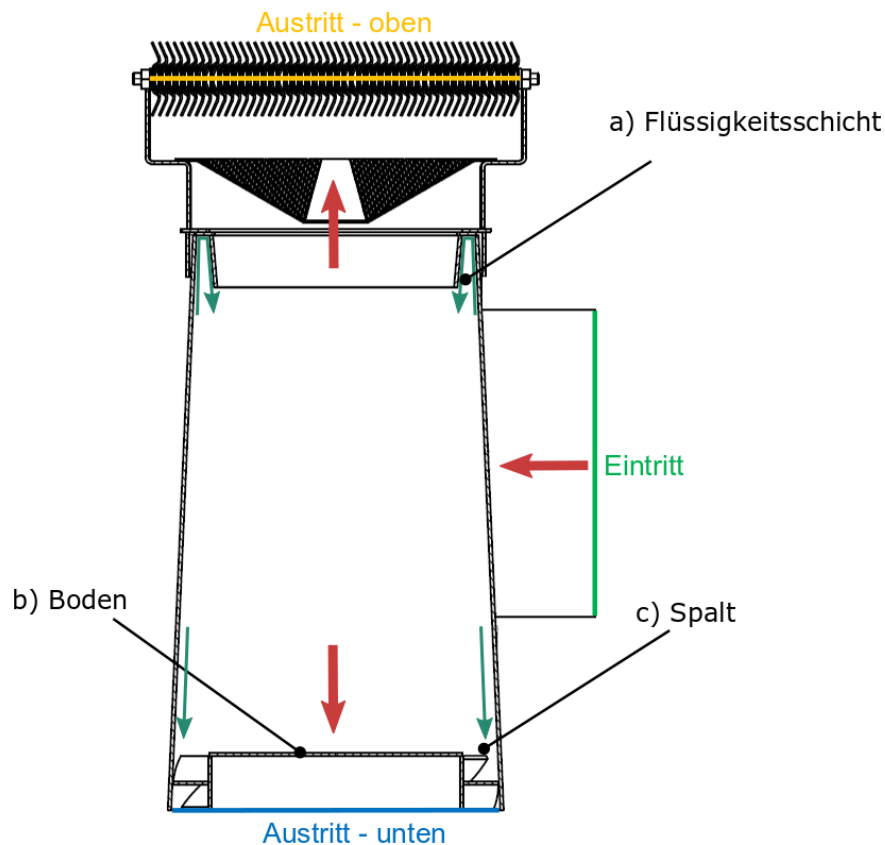


Abbildung 2.3 Prinzipieller Aufbau des Zyklons [4]

Der Schichtverlust wird größer, wenn die Druckdifferenz zwischen Eintrittsquerschnitt und oberem Austrittsquerschnitt zunimmt und wenn die Weglänge zwischen diesen Querschnitten abnimmt. Zur Verringerung dieses Verlustes, der von der Strömung entlang des Deckels (Bereich a) verursacht wird, wurde ein konischer Ring am Deckel angebracht. Der Ring verlängert die Weglänge für die Flüssigkeitsströmung. Zusätzlich wird die Flüssigkeit, die am unteren Ringende haftet und Richtung Dampfaustritt nach oben strömt, durch die rotierende Dampfphase abgeblasen und an den Rand geschleudert [10].

Der Boden (Bereich b) des Tropfenabscheiders ist durch einen ringförmigen Spalt (Bereich c) von der Zyklonwand getrennt. Die von der Wand nach unten abfließende Flüssigkeitsströmung kann somit ohne den Boden zu benetzen den Zyklon nach unten verlassen. Der Boden (Bereich b) schließt den Dampfraum im Zentrum nach unten ab und stellt der Dampfphase eine Fläche zur Verfügung, auf der sie sich ausbreiten kann. [10]

Die Geometrieaufbereitung sowie die Netzgittererstellung werden in Kapitel 4.1 genauer beschrieben.

3 GRUNDLAGEN NUMERISCHER STRÖMUNGSSIMULATION

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund der numerischen Strömungssimulation beschrieben. Aufbauend auf den Erhaltungsgleichungen werden ausgewählte Turbulenzmodelle, der Dampfblasendurchmesser sowie die Mehrphasenmodelle genauer betrachtet.

Um die Strömung von Gasen und Flüssigkeiten zu berechnen, werden mittels CFD (Computational Fluid Dynamics) die Navier-Stokes-Gleichungen (NS-Gleichungen), das sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, numerisch gelöst. Nur für einfache Spezialfälle können die Erhaltungsgleichungen exakt gelöst und somit Drücke, Geschwindigkeiten und Temperaturen analytisch berechnet werden. Für reale Strömungsprobleme, wie sie zum Beispiel in der Energietechnik oder im Automobilbau vorkommen, werden Strömungen deshalb experimentell oder numerisch betrachtet. Beim Experiment wird ein maßstäbliches Modell der zu untersuchenden Geometrie verwendet und Größen wie Drücke, Temperaturen und Geschwindigkeiten mittels Sonden erfasst. Im Gegensatz zu Experimenten, die oft aufwändig und teuer sind, können dank immer leistungsfähigeren Computern, mittels Numerik, Probleme recht genau, schnell und kostengünstig berechnet werden. [12]

Im Idealfall soll die Genauigkeit einer CFD-Simulation für den jeweiligen Anwendungsbereich zuerst anhand einer Validierung überprüft werden. Bei der Validierung werden die Rechenergebnisse mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Wenn die Übereinstimmung der Ergebnisse zufriedenstellend ausfällt, kann das CFD-Programm zuverlässig zur Auslegung und Optimierung einer Geometrie für den betrachteten Anwendungsbereich verwendet werden. [12]

3.1 Erhaltungsgleichungen

In der Festkörpermechanik geht es um die Bewegung von Festkörpern, bei denen die Kontrollmasse leicht zu identifizieren ist. Dabei geht man prinzipiell von der Lagrangeschen (massenfesten) Betrachtung aus.

Im Gegensatz zur Festkörpermechanik, besteht in der Fluidmechanik das Volumen einer Kontrollmasse aus einem System von Massenpunkten, welche sich durch das Strömungsfeld bewegen. Das, durch die Strömung mitbewegte Kontrollvolumen (KV), ist somit zeitabhängig und es ist daher sehr aufwändig eine festgelegte Fluidmasse zu verfolgen. Aus diesem Grund wird in der Strömungsmechanik die Strömung in einem vorgegebenen Raum – dem sogenannten Kontrollvolumen (siehe Abbildung 3.1) untersucht und die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie werden auf jede Zelle angewendet. Diese Betrachtungsweise wird als Eulersche (ortsfeste) Betrachtung bezeichnet. Die verwendete Untersuchungsmethode wird Kontrollvolumenmethode genannt. [13] [14]

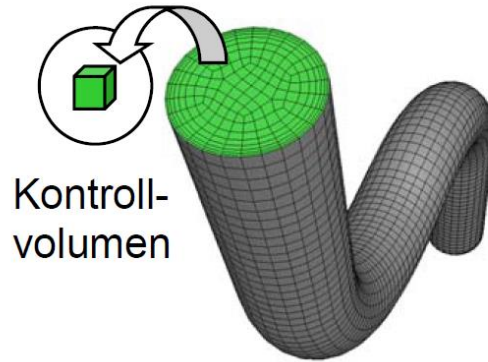


Abbildung 3.1 Diskretisierung des Strömungsgebietes [15]

Die unterschiedlichen Erhaltungsgleichungen lassen sich in allgemeiner Form als sogenannte Transportgleichung (siehe Gleichung (3.1)) zusammenfassen [15].

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV}_{\text{Transient}} + \underbrace{\oint_A \rho \phi \mathbf{v} \cdot d\mathbf{A}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\oint_A \Gamma \nabla \phi \cdot d\mathbf{A}}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\int_V S_\phi dV}_{\text{Generation}} \quad (3.1)$$

Der erste Term auf der linken Seite beschreibt die transiente (zeitliche) Änderung der Größe ϕ im Kontrollvolumen. Der zweite Term entspricht der Konvektion und beschreibt den Transport der Größe ϕ durch die Strömung über die Oberfläche des Kontrollvolumens. Der erste Term auf der rechten Seite entspricht der Diffusion, sie beschreibt den Ausgleich von Konzentrationsunterschieden durch Molekularbewegungen. Die Generation beschreibt die Senk- und Quellterme. [16]

In Abhängigkeit davon, welche Größe der Skalar ϕ in der allgemeinen Transportgleichung annimmt, ergeben sich die unterschiedlichen Erhaltungsgleichungen. In Tabelle 3.1 sind die jeweiligen ϕ -Werte sowie die dazugehörigen Gleichungen dargestellt.

ϕ	Gleichung
1	Kontinuitätsgleichung
u	Impulsgleichung in x-Richtung
v	Impulsgleichung in y-Richtung
w	Impulsgleichung in z-Richtung
h	Energiegleichung

Tabelle 3.1 ϕ -Werte und dazugehörige Gleichungen [15]

Die Erhaltungsgleichungen lassen sich auf zwei unterschiedliche Arten angeben, in Integral- und in Differentialform. In den meisten CFD-Solvern wird die Integralform bzw. die Finite-Volumen-Diskretisierung verwendet. Da die Energiegleichung für die Simulation der Strömung in den Zyklonen nicht beachtet wird, werden im Folgenden nur die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichung genauer beschrieben.

Massenerhaltung

Gleichung (3.2) beschreibt die Erhaltung der Masse und wird als Kontinuitätsgleichung bezeichnet. Die Massenerhaltung folgt aus dem Axiom, dass Masse weder erzeugt noch vernichtet werden kann und gibt an, dass die zeitliche Änderung der Masse im KV plus die Flüsse über das Kontrollvolumen Null ergeben. [17]

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_O (\rho \vec{v} \cdot \vec{n}) dO = 0 \quad (3.2)$$

Durch Anwendung des Gaußschen Integralsatzes kann das Oberflächenintegral in ein Volumenintegral umgeformt werden. Wenn das Kontrollvolumen unendlich klein wird, ergibt sich die in Gleichung (3.3) dargestellte, koordinatenfreie Differentialform (Divergenzform) der Kontinuitätsgleichung.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v}) = 0 \quad (3.3)$$

Der erste Term entspricht der instationären Änderung und stellt die zeitliche Änderung der Dichte im KV dar. Der zweite Term entspricht der konvektiven Änderung und stellt die Änderung der Dichte aufgrund der Flüsse über das KV dar.

Impulserhaltung

Gleichung (3.4) gibt die Impulserhaltung in Integralform an. Die Impulserhaltung folgt aus dem Axiom, dass Impuls ohne physikalische Ursache nicht entstehen oder verschwinden kann. [17]

$$\begin{aligned} & \int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) dV + \int_O \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dO \\ & = \sum f = \int_O -p \vec{n} dO + \int_O \vec{\tau}_x n_x dO + \int_O \vec{\tau}_y n_y dO + \int_O \vec{\tau}_z n_z dO + \int_V \rho \vec{f}^B dV \end{aligned} \quad (3.4)$$

Beginnend auf der linken Seite, gibt der erste Term die zeitliche Änderung des Impulses im KV und der zweite Term die konvektive Änderung des Impulses über die Oberfläche an. Auf der rechten Seite der Gleichung befinden sich die am KV angreifenden Oberflächen- und Volumenkräfte. Der erste Term auf der rechten Seite entspricht der Druckkraft, die nächsten drei Terme den Normal- und Schubspannungskräften und der letzte Term der Schwerkraft.

Gleichung (3.5) gibt die koordinatenfreie Differentialform der Impulsgleichung an. Analog zur Massenerhaltung entspricht der erste Term auf der linken Seite wieder der zeitlichen Änderung des Impulses im KV und der zweite Term der Änderung aufgrund des Impulsflusses über die Oberfläche. Der erste Term auf der rechten Seite entspricht den Druckkräften, der zweite Term den Zähigkeitskräften und der dritte Term den Volumenkräften.

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f}^B \quad (3.5)$$

3.2 Turbulenz

Strömungen von Flüssigkeiten und Fluiden können grundsätzlich in zwei Strömungsarten unterteilt werden, die laminare und die turbulente Strömung. Bei einer laminaren Strömung bewegen sich die Fluidelemente auf parallelen Bahnen, dabei treten keine sichtbaren Verwirbelungen auf. Turbulente Strömungen sind hingegen durch regellose zeitliche und räumliche Schwankungen von Geschwindigkeit und Druck gekennzeichnet. Durch die Schwankungen quer und längs zur Strömungsrichtung kommt es zu dreidimensionalen Verwirbelungen und das Fluid scheint mehr Zähigkeit zu besitzen. Die in Gleichung (3.6) dargestellte Reynolds-Zahl dient zur Charakterisierung der Strömungsart. Dabei entspricht u der Strömungsgeschwindigkeit, L der charakteristischen Länge und ν der kinematischen Viskosität des Strömungsmediums. [18] [17]

$$\text{Re} = \frac{u \cdot L}{\nu} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} \quad (3.6)$$

Wird die kritische Reynolds-Zahl überschritten, erhöht sich der Einfluss der Turbulenz in der Strömung und die laminare Strömung schlägt in eine turbulente Strömung um. Bei Rohrströmungen gilt $Re_{krit} \approx 2300$ und bei längsangeströmten ebenen Platten gilt $Re_{krit} = 5 \cdot 10^5$. [19]

3.2.1 Turbulenzmodellierung

Grundsätzlich können die vollständigen NS-Gleichungen auch für turbulente Strömungen direkt, ohne Modellannahmen berechnet werden. Diese "Direkte Numerische Simulation" (DNS) genannte Methode benötigt jedoch für technisch relevante Anwendungen bei hohen Re-Zahlen eine sehr hohe Anzahl an Rechengitterpunkten ($N_{Punkte} \sim Re^{9/4}$) und somit eine hohe Anzahl an Zellen. Die aktuell und in naher Zukunft verfügbaren Computerkapazitäten benötigen dadurch zur Lösung der DNS inakzeptable hohe Rechenzeiten. [18]

Da großskalige Bewegungen im Strömungsfeld im Allgemeinen viel energiereicher als die kleinskaligen sind, zählen sie zu den effektivsten Trägern der Erhaltungsgleichungen. Es kann daher sinnvoll sein, dass die großen Wirbel genauer betrachtet werden als die kleinen. Dieses Prinzip wird bei der Large-Eddy-Simulation (LES) verwendet. Sie ist weniger rechenintensiv als eine DNS derselben Strömung, verlangt jedoch ebenfalls eine zeitabhängige und dreidimensionale Berechnung. [13]

Für technische relevante Aufgabenstellungen ist der Rechenaufwand in der Regel sowohl für die DNS als auch für die LES zu hoch. Aus diesem Grund basieren heutige CFD Programme auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS). Bei den RANS-Gleichungen werden kleinste Turbulenzen nicht aufgelöst, sondern durch Turbulenzmodelle modelliert. Durch die Turbulenzmodelle kann die Physik der Strömungen, auch unter Einhaltung akzeptabler Rechenzeiten, noch genau genug wiedergegeben werden. [12]

3.2.2 Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Als häufigste verwendete Methode, zur Berechnung der Strömungsgrößen in turbulenten Strömungen, dient der Ansatz über die RANS-Gleichungen. Um die RANS-Gleichungen zu erhalten, wird bei einer statistisch stationären Strömung jede Strömungsgröße ϕ in die Summe

aus ihrem zeitgemittelten Wert $\bar{\phi}$ und eine, um diesen Mittelwert schwankende, hochfrequente Größe ϕ' zerlegt (siehe Gleichung (3.7)). [13]

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (3.7)$$

Abbildung 3.2 zeigt die Zeitmittelung für eine statistisch-stationäre ($\partial\bar{v}/\partial t = 0$) und eine statistisch-instationäre ($\partial\bar{v}/\partial t \neq 0$) Strömung. [20]

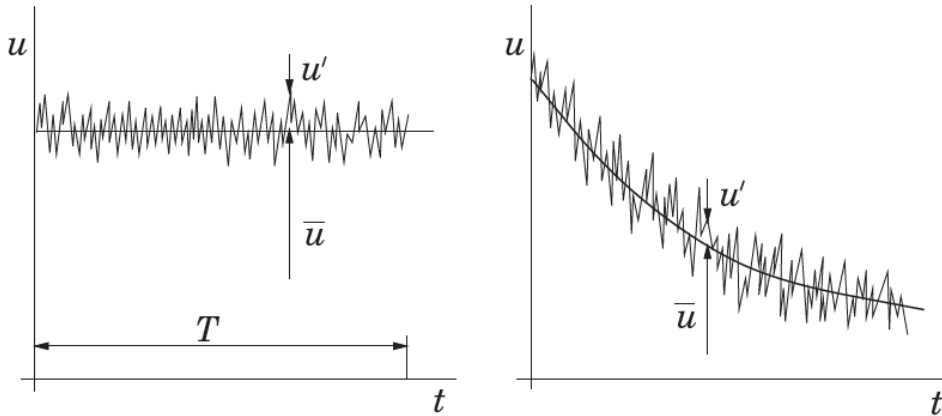


Abbildung 3.2 Zeitmittelung für eine statistische-stationäre Strömung (links) und Ensemblemittelung für eine statistisch-instationäre Strömung (rechts) [13]

Bei statistisch-stationären Strömungen wird zur Berechnung des Mittelwertes die Zeitmittelung aus Gleichung (3.8) verwendet. Dabei entspricht t der Zeit und T dem Mittelungsintervall.

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad (3.8)$$

Eine Zeitmittelung kann bei statistisch-instationären Strömungen nicht verwendet werden, deshalb muss sie durch die Ensemblemittelung ersetzt werden, wobei N der Anzahl der Ensemblemglieder entspricht. Mit dieser Mittelung kann der Mittelwert eines Ensembles zu einem beliebig gewählten Zeitpunkt berechnet werden.

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (3.9)$$

Die Anwendung der beschriebenen Mittelungen auf die Navier-Stokes-Gleichungen führt zu den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen. Gleichung (3.10) entspricht der gemittelten Impulsgleichung für inkompressible Strömungen ohne Beachtung der Körperkräfte. [13]

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho\bar{u}_i\bar{u}_j + \overline{\rho u'_i u'_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.10)$$

Durch die Aufteilung der Strömungsgrößen ϕ in den Mittelwert $\bar{\phi}$ und eine, um diesen Wert schwankende Größe ϕ' entsteht, der zusätzliche unbekannte Term $\overline{\rho u'_i u'_j}$. Dieser zusätzliche

Term wird Reynold'scher Spannungstensor genannt, er entspricht einer scheinbaren Spannung aufgrund der Turbulenz und ist in Gleichung (3.11) dargestellt. [18]

$$\tau_{ij}^{Re} = -\rho \overline{u_i' u_j'} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u_x' u_x'} & \overline{u_x' u_y'} & \overline{u_y' u_z'} \\ \overline{u_y' u_x'} & \overline{u_y' u_y'} & \overline{u_y' u_z'} \\ \overline{u_z' u_x'} & \overline{u_z' u_y'} & \overline{u_z' u_z'} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

Die zur Berechnung des Reynold'schen Spannungstensors erforderlichen Approximationen werden Turbulenzmodelle genannt. Die Genauigkeit von CFD-Simulationen hängt maßgeblich vom ausgewählten Turbulenzmodell ab. [13]

Turbulenzmodelle können, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, in zwei Kategorien und in zwei Klassen eingeteilt werden. Die Einteilung der Klassen erfolgt in die Klasse der Wirbelviskositätsmodelle, die den Ansatz für die Wirbelviskosität verwenden, und in die Klasse der Reynoldsspannungsmodelle (RSM), welche die Spannungen direkt über Transportgleichungen berechnen. Die Betrachtung der Turbulenz erfolgt bei den Wirbelviskositätsmodellen vereinfacht richtungsunabhängig (isotrop). Bei den Reynoldsspannungsmodellen wird die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz berücksichtigt (anisotrop). Hinsichtlich der Kategorien wird zwischen algebraischen Modellen, bei denen die Ansätze auf algebraischen Ausdrücken beruhen, und Differentialgleichungsmodellen, bei denen Transportgleichungen verwendet werden, unterschieden. [18]

Kategorien \ Klassen	Wirbelviskositätsmodelle (isotrop)	RSM (anisotrop)
algebraische Modelle Modelle ohne Transport, Nullgleichungsmodelle	Prandtl-Mischungsweg Baldwin-Lomax Modell	algebraische Reynoldsspannungsmodelle
Differentialgleichungsmodelle Transportmodelle, Ein-/Zweigliedungsmodelle	k-ε Modell (2 Gl.) k-ω Modell (2 Gl.) SST Modell (2 Gl.) Spalart-Allmaras (1 Gl.)	τ-ε Modelle (SSG, LLR) τ-ω Modell

Abbildung 3.3 Klassifikation der RANS-Turbulenzmodelle (Original aus [18])

Isotrope Wirbelviskositätsmodelle basieren auf der Boussinesq-Approximation, bei der die scheinbaren Spannungen mithilfe der turbulenten Viskosität μ_t , mit den tatsächlichen Scherspannungen in Verbindung gebracht werden [21]. Die turbulente Viskosität μ_t wird auch als turbulente Zähigkeit bzw. Wirbelviskosität bezeichnet. Die Reynolds-Spannungen lassen sich somit mit Gleichung (3.12) beschreiben. [13]

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (3.12)$$

In Gleichung (3.12) steht k für die kinetische Energie der Turbulenz, die wie in Gleichung (3.13) definiert ist.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'_x u'_x} + \overline{u'_y u'_y} + \overline{u'_z u'_z}) \quad (3.13)$$

Anisotrope Reynolds-Spannungsmodelle (RSM) sollen verwendet werden, wenn die Turbulenz richtungsabhängig (anisotrop) ist. Die Reynolds-Spannungen aus Gleichung (3.11) werden dabei nicht über den Ansatz der Wirbelviskosität, sondern direkt über Transportgleichungsmodelle berechnet. Mit dem RSM können für komplexe Strömungen mit starken Sekundärströmungen genauere Ergebnisse erzielt werden. Im Vergleich zu den Wirbelviskositätsmodellen ist der Rechenaufwand jedoch deutlich erhöht. [12]

Die in Kapitel 4.3, bei der Wahl des Turbulenzmodells betrachteten Modelle, werden im Folgenden genauer beschrieben.

3.2.3 Standard k-ε Modell

Das Standard k-ε Modell galt aufgrund seiner Stabilität und des geringen zusätzlichen Rechenaufwandes lange Zeit als Industriestandard. Mit ihm können Strömungen im Inneren des Strömungsfeldes gut berechnet werden, jedoch hat das Modell Probleme bei Strömungen, die infolge von Druckgradienten an der Wand ablösen. [12]

Das Standard k-ε Modell ist ein Zwei-Gleichungsmodell, das die turbulente Viskosität μ_t mit Gleichung (3.14) berechnet [22].

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (3.14)$$

Wie bei allen Zwei-Gleichungsmodellen wird jeweils eine Transportgleichung (Gleichung (3.15)) für die turbulente kinetische Energie k und eine zweite Transportgleichung (Gleichung (3.16)) für die Dissipationsrate ε gelöst. C_μ entspricht in Gleichung (3.14) einer Konstanten. Die Dissipationsrate ε der kinetischen Energie ist die Rate, mit der die kinetische Energie der Turbulenz in thermische Energie umgewandelt wird. [22] Auf den folgenden Seiten wird die Dissipationsrate ε der Einfachheit halber als Dissipation bezeichnet.

Bei der Herleitung des Standard k-ε Modells wurde angenommen, dass die Strömung vollständig turbulent ist und die Effekte der molekularen Viskosität (Viskosität gegenüber Trägheit) vernachlässigbar sind. Dieses Modell gilt daher nur für voll-turbulente Strömungen. [22]

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_K + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.16)$$

In den angeführten Gleichungen entspricht G_K der Produktion turbulenter kinetischer Energie aufgrund Geschwindigkeitsgradienten, G_b der Produktion turbulenter kinetischer Energie aufgrund von Auftriebskräften, σ_k und σ_ε den turbulenten Prandtl-Zahlen für k bzw. ε und $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, und $C_{3\varepsilon}$ sind Konstanten. [22]

Die Modellkonstanten $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, $C_{3\varepsilon}$, σ_k und σ_ε besitzen folgende Werte:

$$C_{1\varepsilon}=1,44 \quad C_{2\varepsilon} = 1,92 \quad C_{3\varepsilon} = 0.09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \text{und} \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Die angegebenen Werte entsprechen den Standardwerten und wurden mithilfe von Experimenten von turbulenten Strömungen ermittelt. Sie gelten für einen großen Bereich an Strömungen und können bei Bedarf angepasst werden. [23]

3.2.4 Realizable k-ε Modell

Das Realizable k-ε Modell baut auf dem Standard k-ε Modell auf und erreicht aufgrund von Anpassungen in den Transportgleichungen genauere Ergebnisse. Der Ausdruck „realizable“ (realisierbar) bedeutet, dass das Modell bestimmte mathematische Bedingungen für die Reynolds-Spannungen erfüllt, die mit der Physik turbulenter Strömungen übereinstimmen. [22]

Wie in Gleichung (3.17) angegeben, wird die turbulenten Viskosität μ_t analog zum Standard k-ε Modell mithilfe der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ε bestimmt, C_μ ist im Gegensatz zum Standard k-ε Modell keine Konstante mehr.

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (3.17)$$

Die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ε werden auch beim Realizable k-ε Modell durch Transportgleichungen gelöst. Während die Gleichung für die Dissipation ε (Gleichung (3.19)) verändert wurde, entspricht die Gleichung für die turbulente kinetische Energie k (Gleichung (3.18)) der Gleichung aus dem Standard k-ε Modell. [22]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b \quad (3.19)$$

Das Realizable k-ε Modell zeigt für die Modellierung von Strömungen mit starken Rotationen und Verwirbelungen deutliche Verbesserungen gegenüber dem Standardmodell. Übliche Werte für die Konstanten sind:

$$C_{1\varepsilon}=1,44 \quad C_{2\varepsilon} = 1,9 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \text{und} \quad \sigma_\varepsilon = 1,2$$

3.2.5 Standard k-ω Modell

Das k-ω Modell ist ebenfalls ein Zwei-Gleichungsmodell, das im Gegensatz zu den k-ε Modellen für Bereiche in wandnähe genauere Ergebnisse liefert. Dazu wird die turbulente Dissipation ε durch die spezifische Dissipationsrate ω , die als das Verhältnis der Dissipation ε zur kinetischen Energie k der Turbulenz verstanden werden kann, ersetzt. Schon bei geringer Grenzschichtauflösung liefert es für abgelöste Strömungen genaue Ergebnisse. Dem k-ε Modell ist es jedoch bei Strömungen im Inneren des Strömungsfeldes unterlegen. [12] [22] Die turbulente Viskosität μ_t wird beim k-ω Modell mit Gleichung (3.20) berechnet.

$$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.20)$$

Der Koeffizient α dämpft die turbulente Viskosität und bewirkt dadurch eine Korrektur bei niedrigen Reynolds-Zahlen. Bei hohen Reynolds-Zahlen entspricht α dem Wert 1. Die turbulente Viskosität und die spezifische Dissipationsrate werden mit den Transportgleichungen (3.21) und (3.22) beschrieben [22].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_K \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega \quad (3.22)$$

In diesen Gleichungen entspricht G_k der Produktion turbulenter kinetischer Energie aufgrund Geschwindigkeitsgradienten, G_ω der Produktion von ω , Γ_k und Γ_ω der effektiven Diffusivität von k und ω [22].

3.2.6 RSM

Das Reynolds-Spannungsmodell (RSM) ist das detaillierteste Modell, welches in dieser Arbeit zur Schließung der RANS-Gleichung verwendet wurde. Wie bereits erwähnt, schließt das RSM die RANS-Gleichungen nicht über den Ansatz der Wirbelviskosität, sondern über Transportgleichungen für die Reynolds-Spannungen und einer zusätzlichen Gleichung für die Dissipation. Aufgrund der Symmetrie des Reynold'schen Spannungstensor sind nicht neun, sondern nur sechs, der in Gleichung 3.11 vorhanden Spannungsterme voneinander unterschiedlich. In 2D Strömungen müssen somit fünf zusätzliche und in 3D Strömungen sieben zusätzliche Transportgleichungen gelöst werden.

Der entscheidende Vorteil dieses Modells ist, dass die Richtungsabhängigkeit der Turbulenz berücksichtigt wird. Die Auswirkungen von Stromlinienkrümmungen, Wirbel und Turbulenzen werden im Vergleich zu den Wirbelviskositätsmodellen genauer beschrieben. Das RSM liefert somit auch für komplexe Strömungen gute Ergebnisse. Die Nachteile des RSM gegenüber den anderen RANS-Modellen sind die Notwendigkeit eines qualitativ hochwertigen Rechengitters und der stark erhöhte Rechenaufwand. [22]

3.3 Diskretisierung

Damit die in Kapitel 3.1 dargestellten Erhaltungsgleichungen von einem Computerprogramm numerisch gelöst werden können, müssen die partiellen Ableitungen (Differentialiale) in endliche Differenzen umgeformt werden. Die Umformung von Differentialgleichungen in Differenzengleichungen nennt man Diskretisierung. [12]

Auf einem so genannten Netzgitter, wie es in Abbildung (3.4) dargestellt ist, können die Differenzengleichungen numerisch gelöst werden. Dazu wird das betrachtete Gebiet mit einem Gitternetz überzogen. Die endlichen Abstände Δx und Δy (im 2D Fall) werden als Schrittweiten bezeichnet. Mit der numerischen Simulation werden auf jedem Schnittpunkt der Gitterlinien, den sogenannten Gitterpunkten, Variablen (z.B. die Geschwindigkeit in die 3 Raumrichtung u , v , w

den Druck p , die Temperatur T etc.) berechnet. Zur Identifikation der einzelnen Punkte ist eine eindeutige Bezeichnung notwendig, die als Doppelindex für den jeweiligen Punkt geschrieben wird. Der Index n gibt dabei den Ort in x-Richtung an während der Index m den Ort in y-Richtung angibt. [15]

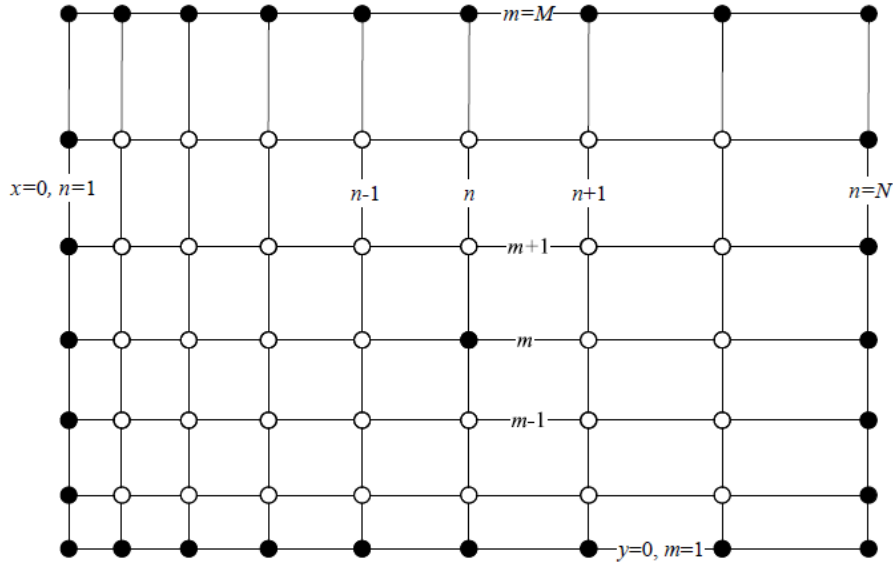


Abbildung 3.4 Diskretisiertes Berechnungsgebiet [15]

Grundsätzlich gilt, je kleiner die Schrittweiten, desto feiner das Netzgitter und desto genauer werden die Differentialgleichungen angenähert. Das Konvergenzverhalten und die Genauigkeit der Lösung hängen entscheidend von der Qualität des Netzgitters ab. Bei der Netzgittererstellung soll darauf geachtet werden, dass unter Einhaltung akzeptabler Rechenzeiten, wichtige Strömungsdetail genau erfasst werden. Das erstellte Netzgitter soll also so fein wie nötig und so grob wie möglich sein. [15]

Grundsätzlich kann zwischen drei Diskretisierungsmethoden unterschieden werden: die Finite-Differenzen-, die Finite-Volumen- und die Finite-Elemente-Methode. Die Methoden sind gleichwertig und können ineinander übergeführt werden. Je nach Problemstellung bieten gewisse Methoden jedoch Vor- und Nachteile gegenüber den anderen Methoden. [12] [13]

Die **Finite-Differenzen-Methode (FD)** ist die älteste Methode zur Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen. Als Ausgangspunkt für die Diskretisierung liegen die Erhaltungsgleichungen in der Differentialform vor. Prinzipiell kann die FD-Methode für jeden Gittertyp angewendet werden, in der Praxis wird sie jedoch nur bei strukturierten Gittern angewendet, da sie dort sehr einfach und effektiv ist. Der Wert einer Variablen wird mithilfe einer Taylor-Reihenentwicklung oder einem Polynomansatz an den Gitterpunkten bestimmt. Die Nachteile der FD-Methode sind, dass sie auf einfache Geometrien beschränkt ist und ohne spezielle Maßnahmen nicht konservativ ist. [12] [13]

Die **Finite-Volumen-Methode (FV)** wird von den meisten CFD-Programmen als Diskretisierungsmethode verwendet. Als Ausgangspunkt für die Diskretisierung gelten die Erhaltungsgleichungen in Integralform, wobei die Integrale durch Summen ersetzt werden. Das Lösungsgebiet wird in eine finite Anzahl an Kontrollvolumina (KVs) eingeteilt und die Erhaltungsgleichungen werden auf jedes Kontrollvolumen angewendet. Die Vorteile der FV-

Methode ist, dass Unstetigkeiten wie Stöße gut erfasst werden und die Methode konservativ ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass sie bei komplexen Geometrien mit unterschiedlichen Gittertypen angewendet werden kann. Die Stützstellen, das sind die Stellen, an denen die Variablenwerte berechnet werden, liegen entweder, wie bei der FD-Methode an den Gitterpunkten oder im Inneren des Volumenelements. Der Nachteil der FV-Methode ist, dass Verfahren höherer Ordnung für den Programmierer schwierig zu entwickeln sind. [12] [13]

Die **Finite-Elemente-Methode (FE)** ist in der Festkörpermechanik weit verbreitet und hat Ähnlichkeiten zur FV-Methode. Die Unterteilung des Integrationsgebietes wird durch ein unstrukturiertes Netz realisiert, die Zellen werden dabei als Elemente bezeichnet. Die Zustandsgrößen werden wie bei den anderen beiden Methoden durch ihre Werte an den Gitterpunkten repräsentiert. [18]

Abbildung 3.5 zeigt die Einteilung der Diskretisierungsmethoden nach Laurien und Oertel. Die FD-Methode erreicht die höchste Genauigkeit während die FE-Methode die höchste Flexibilität aufweist. Bei CFD-Programmen hat sich aufgrund der guten Genauigkeit und ausreichender Flexibilität die FV-Methode durchgesetzt. [12]

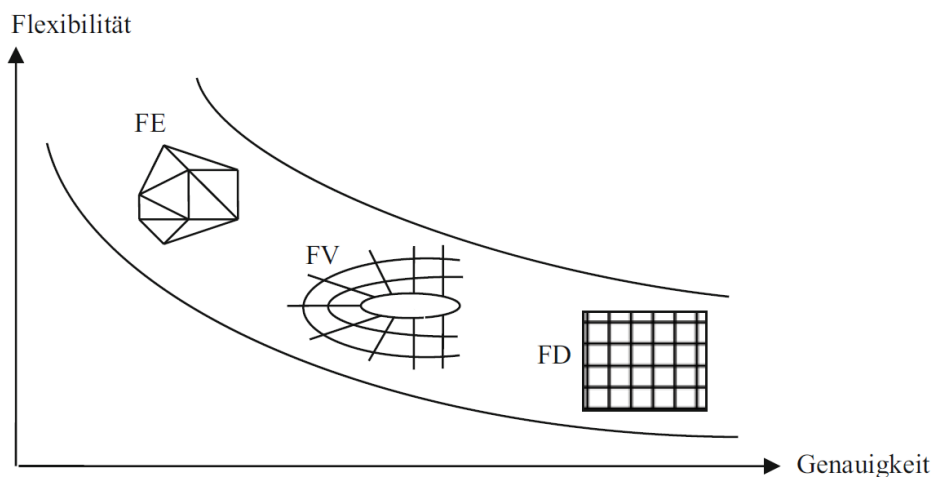


Abbildung 3.5 Einteilung der Diskretisierungsmethoden [12]

3.4 Netzgitter

Der Gittertyp wird in Abhängigkeit der Geometrie des Rechengebietes und davon, ob das Berechnungsverfahren (Diskretisierungsverfahren) vorgegeben ist, ausgewählt. Die Zellen bilden die Basis für ein Netzgitter. Die wichtigsten 2D und 3D Zelltypen sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

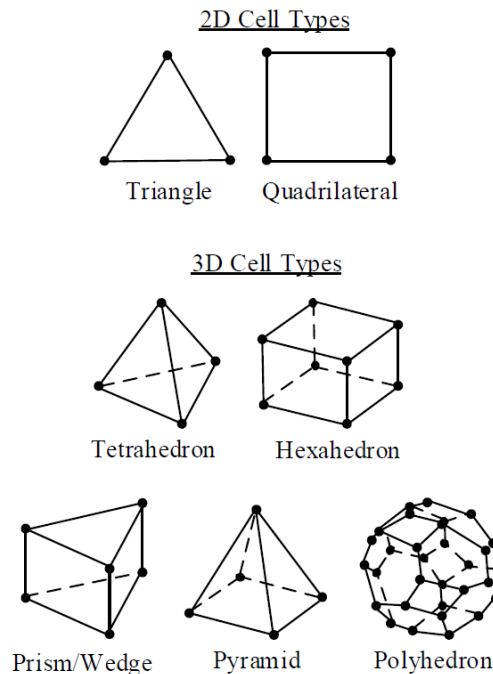


Abbildung 3.6 Die wichtigsten 2D- und 3D Zelltypen [24]

Bei numerischen Strömungsberechnungen werden meistens randangepasste, nichtorthogonale Gitter verwendet. Dabei kann zwischen strukturierten, blockstrukturierten und unstrukturierten Gittern unterschieden werden. Der große Vorteil solcher Gitter ist, dass sie sich prinzipiell an jede Geometrie anpassen lassen. Da die Gitterlinien mit dem Rand des Lösungsgebietes übereinstimmen, können die Randbedingungen im Gegensatz zur stufenweisen Approximation genau spezifiziert werden.

Strukturierte Gitter besitzen eine Regelmäßigkeit und die Netzlinien einer Variable überschneiden sich nicht. Sie bestehen aus Rechtecken bzw. Hexaederzellen und besitzen gute Eigenschaften für die Diskretisierung. Der große Vorteil gegenüber den unstrukturierten Netzen ist, dass jeder Zelle, mithilfe der Netzlinienscharen, exakt die passende Nachbarzelle zugewiesen werden kann. Bei den unstrukturierten Netzen müssen dafür zusätzliche Informationen gespeichert werden. Blockstrukturierte Netze setzen sich aus mehreren strukturierten Netzen zusammen und erlauben somit, das Lösungsgebiet in verschiedene Blöcke einzuteilen. Auf diese Weise können kompliziertere Formen vernetzt werden. Blockstrukturierte Netze werden oft angewendet, wenn das Netz in einem Teil des gesamten Gebiets aufgrund von Optimierungsarbeiten oft neu erzeugt werden muss. Somit muss nicht das komplette Gitter, sondern nur ein Teilbereich davon neu erzeugt werden. Während strukturierte Netze eher für einfache Geometrien angewendet werden, können mit unstrukturierten Netzen auch sehr komplexe Geometrien mit scharfkantigen Ecken vernetzt werden. Unstrukturierte Netze weisen bezüglich der Netzlinien keine Regelmäßigkeit auf. Für unstrukturierte Netze werden in der Regel Prismen-, Tetraeder- oder Polyederzellen verwendet.

Bei komplizierten Geometrien ist es notwendig, dass das Gitter nichtorthogonal ist. Es sollte jedoch versucht werden, es so orthogonal wie möglich zu halten. Zum Beispiel ist die Genauigkeit, bei viereckigen bzw. hexaederförmigen KV's höher, als wenn sie dreieckig bzw. tetraederförmig

sind. Die Ursache dafür ist, dass sich bei den viereckigen bzw. hexaederförmigen KV's die Diskretisierungsfehler auf den gegenüberliegenden Seiten teilweise aufheben. Deshalb sind vor allem im Bereich der Grenzschicht dreieckige bzw. tetraederförmige Kontrollvolumen unerwünscht. Vierecke bzw. Prismen sind in der Grenzschicht unerlässlich, da sich dort in der Regel alle Variablen stark ändern und die Genauigkeit besonders relevant ist. [13] [15]

Da die Qualität des Netzgitters entscheidend für die Genauigkeit und die Stabilität der Simulation ist, wurden Parameter eingeführt, mit denen die Qualität des Netzgitters bestimmt werden kann. Die **Skewness** beschreibt die Schiefe bzw. Verzerrung einer Zelle und ist eines der wichtigsten Qualitätsmerkmale eines Netzgitters.

Die Berechnung der Skewness kann auf zwei Arten erfolgen [25]:

- a. Basierend auf dem gleichseitigen Volumen (Equilateral-Volume-Based Skewness)
- b. Basierend auf der Abweichung von einem normierten, gleichseitigen Winkel (Normalized-Equiangular Skewness)

Die „Equilateral-Volume-Based Skewness“ wird mit Gleichung (3.23) berechnet und gilt nur für Dreiecke und Tetraeder. [25]

$$\text{Skewness} = \frac{\text{Optimal Cell Size} - \text{Cell Size}}{\text{Optimal Cell Size}} \quad (3.23)$$

Die optimale Zellgröße ist die Fläche (2D) bzw. das Volumen (3D) einer gleichseitigen Zelle mit dem gleichen Umkreisradius wie die eigentliche Zelle. Der Umkreisradius ist der Radius eines Kreises (2D) bzw. der Radius einer Kugel (3D) der durch alle Eckpunkte der jeweiligen Zelle geht.

Die „Normalized Equiangular Skewness“ wird mit Gleichung (3.24) berechnet und kann für alle Zellen und Flächen verwendet werden. [25]

$$Q_{EAS} = \max \left[\frac{\theta_{max} - \theta_e}{180 - \theta_e}, \frac{\theta_e - \theta_{min}}{\theta_e} \right] \quad (3.24)$$

Dabei ist θ_{max} der maximale und θ_{min} der minimale Winkel zwischen den Kanten der betrachteten Zelle in Grad. θ_e ist der charakteristische Winkel für die jeweilige Zellenform (60° für Dreieck- und Tetraederzellen und 90° für Viereck- und Hexaederzellen). Die schlechteste Tetraederzelle sollte eine Skewness von $Q_{EAS} < 0,9$ aufweisen [25]. Die maximale Skewness, der in dieser Arbeit verwendeten Netzgitter, lag bei $0,87$.

In der Abbildung 3.7 sind ein Dreieck und ein Viereck, jeweils mit einer niedrigen und einer hohen Skewness dargestellt.

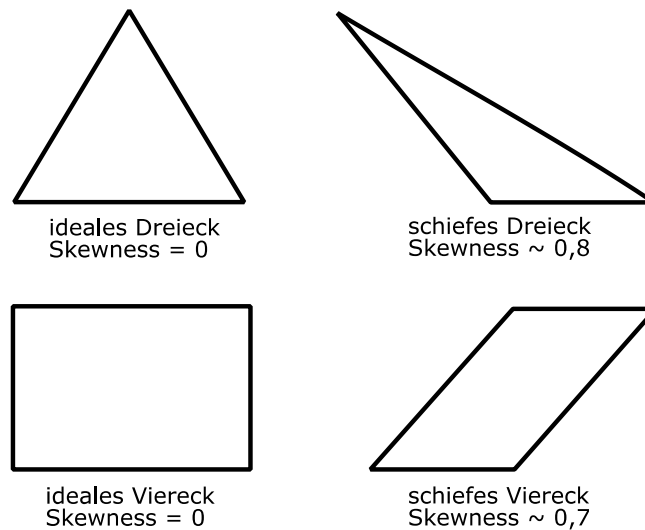


Abbildung 3.7 Dreieck und Viereck - ideal und schief (Original aus [25])

Ein weiterer wichtiger Parameter zur Beurteilung der Netzqualität ist das **Seitenverhältnis** (Aspect Ratio – AR), das die Streckung einer Zelle beschreibt. Grundsätzlich sollte ein maximales Seitenverhältnis von 35 nicht überschritten werden [15]. Das Seitenverhältnis wird von ANSYS Fluent über das Verhältnis des Maximalwertes zum Minimalwert der folgenden Distanzen definiert:

- dem Abstand vom Mittelpunkt der Zelle zum Mittelpunkt der Seitenfläche und
- dem Abstand vom Mittelpunkt der Zelle zum Eckpunkt der Zelle. [15]

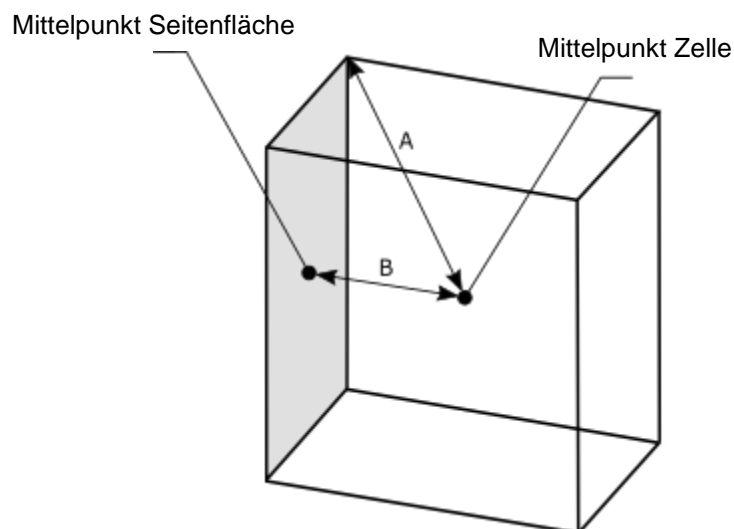


Abbildung 3.8 Definition des Seitenverhältnisses (Aspect Ratio = A/B) [26]

Um die Anzahl der Zellen in einem akzeptablen Rahmen zu halten, können in der Grenzschicht kleine Werte nicht immer eingehalten werden. Daher müssen in der Grenzschicht Seitenverhältnisse von 100 und darüber akzeptiert werden. [27] Der Maximalwert für das Seitenverhältnis der verwendeten Netzgitter betrug 47 (im Bereich der Grenzschicht), der Mittelwert von allen Zellen lag bei ca. 2,5.

Die **Orthogonal Quality** stellt einen weiteren Parameter zur Beurteilung der Netzqualität dar. Sie kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei ein Wert von 0 am schlechtesten und ein Wert von 1 am besten ist. Die minimale Orthogonale Qualität, der in dieser Arbeit verwendeten Netzgitter, lag bei 0,12.

3.5 Mehrphasige CFD-Simulation

Eine Phase beschreibt einen räumlichen Bereich, in dem die bestimmenden physikalischen Parameter und die chemische Zusammensetzung der Materie homogen, das heißt einheitlich und konstant sind. Phasen ergeben sich, wenn ein Stoff in unterschiedlichem Aggregatzustand (fest, flüssig oder gasförmig) vorliegt oder wenn zwei Stoffe zwar den gleichen Aggregatzustand, jedoch unterschiedliche physikalisch-chemische Eigenschaften besitzen. [15]

Beispiele für Mehrphasenströmungen sind:

- Strömung von Partikeln in einer kontinuierlichen Phase (siehe Abbildung 3.9).
- Strömung von großen Blasen in einer kontinuierlichen Phase (siehe Abbildung 3.10).
- Strömung nicht mischbarer Fluide, die durch scharfe Grenzflächen getrennt sind (siehe Abbildung 3.11).

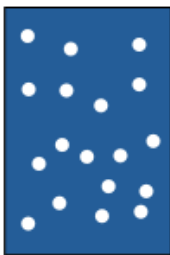


Abbildung 3.9 Blasen-, Tropfen-, Festpartikelströmung [22]



Abbildung 3.10 Propfenströmung [22]



Abbildung 3.11 Schichtenströmung, Strömung an freier Oberfläche [22]

3.5.1 Modellierung der Mehrphasenströmung

Um ein passendes Mehrphasenmodell auszuwählen, müssen bereits vor der CFD-Simulation verschiedene Parameter der Strömung bekannt sein. Damit festgestellt werden kann, welche Partikel, Blasen bzw. Tropfen in der Strömung vorkommen und ob die Strömung geschichtet ist, muss das Strömungsregime bekannt sein. Weitere wichtige Parameter zur Auswahl des Mehrphasenmodells sind die Volumenbeladung, die Partikelbeladung und die Stokes-Zahl. [15]

Die Strömung im Zyklon wurde als Blasenströmung modelliert. Die flüssige Phase wurde als die kontinuierliche (primäre) Phase und die dampfförmige Phase als disperse (sekundäre) Phase betrachtet. Für die sekundäre Phase wurde der Dampfblasendurchmesser zur Berechnung der Interaktion mit der primären Phase berechnet. Aufgrund der besseren Vergleichbarkeit wurde die Strömung auch für Varianten, bei denen der Dampf volumenanteil größer als der Wasservolumenanteil ist, als Blasenströmung betrachtet.

Die **Volumenbeladung** α ist das Verhältnis vom Volumen der sekundären Phase in einer Geometrie zum Gesamtvolumen dieser Geometrie (siehe (3.25)). Das Gesamtvolumen der Geometrie kann als die Summe der Einzelvolumina aller Phasen berechnet werden.

$$\alpha = \frac{\text{Volumen einer Phase in einer Geometrie (bzw. Zelle)}}{\text{Gesamtvolumen der Geometrie (bzw. Zelle)}} \quad (3.25)$$

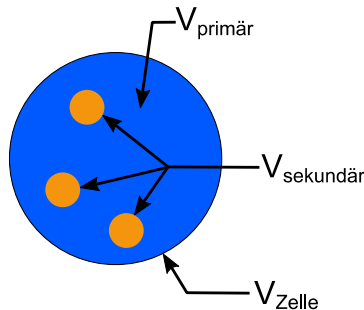


Abbildung 3.12 Primäre und sekundäre Phase (Original aus [15])

Die **Partikelbeladung** β ist das Verhältnis der Massen von disperser und kontinuierlicher Phase und entspricht der Partikelmassenbeladung:

$$\beta = \frac{\alpha_{disp} * \rho_{disp}}{\alpha_{kont} * \rho_{kont}} = \frac{m_{disp}}{m_{kont}} \quad (3.26)$$

Das Dichteverhältnis zwischen der dispersen und kontinuierlichen Phase wird mit Gleichung (3.27) beschrieben.

$$\gamma = \frac{\rho_{disp}}{\rho_{kont}} \quad (3.27)$$

Das Verhältnis ist größer als 1000 für fest / gasförmige Strömungen, ungefähr 1 für fest / flüssige Strömungen und weniger als 0.001 für flüssig / gasförmige Strömungen. [22]

Die Partikelbeladung β gibt Auskunft über die Interaktionen zwischen den beiden Phasen: [22] [15]

- Ist die **Partikelbeladung sehr klein** (Partikelbeladung $\ll 1$) dann ist die Wirkung der dispersen Phase auf die kontinuierliche Phase klein und kann vernachlässigt werden. Diese Kopplung wird als „one way coupling“ bezeichnet und kann sowohl mit dem Discrete Phase Model (DPM) als mit dem Mixture und Euler-Euler Modell berechnet werden. Die kontinuierliche Phase beeinflusst die Partikel mittels Widerstand (engl. drag) und der Turbulenz.
- Bei einer **mittleren Partikelbeladung** (Partikelbeladung ≈ 1) wird die Kopplung der beiden Phasen als „two way coupling“ bezeichnet. Die disperse Phase beeinflusst den Impuls und die Turbulenz der kontinuierlichen Phase. Analog zum „one way coupling“ können theoretische alle drei Modelle verwendet werden. Die Stokes-Zahl ermöglicht für diesen Fall die Ermittlung des am besten passenden Modells.
- Bei einer **hohen Partikelbeladung** müssen zusätzlich zur Zweiwegekoppelung der Partikeldruck sowie die viskosen Spannungen aufgrund der Partikel betrachtet werden,

man spricht von „four way coupling“. Nur mit dem Euler-Euler Modell können Strömungen mit hoher Partikelbeladung korrekt berechnet werden.

Mit der **Stokes-Zahl** St (Gleichung (3.28)) lässt sich das Verhältnis der charakteristischen Zeiten von disperser- und kontinuierlicher Phase berechnen.

$$St = \frac{\tau_{disp}}{\tau_{kont}} \quad (3.28)$$

Die Variable τ_{disp} ist die charakteristische Partikelrelaxationszeit, sie entspricht der Zeit nach der das Partikel 60 % der anfänglichen Differenzgeschwindigkeit erreicht hat und kann mit Gleichung (3.29) berechnet werden [15]. Sie kann somit als diejenige Zeit verstanden werden, die ein Partikel benötigt um auf eine Geschwindigkeitsänderung in seiner Umgebung zu reagieren [18]. Allgemein beschreibt die Relaxationszeit die Zeit, in welcher sich ein System dem stationären Zustand annähert.

$$\tau_{disp} = \frac{\rho_{disp} d_{disp}^2}{18\mu_{kont}} \quad (3.29)$$

In Gleichung (3.29) entspricht ρ_{disp} der Dichte der dispersen Phase, d_{disp} dem Durchmesser der dispersen Phase und μ_{kont} der dynamischen Viskosität der kontinuierlichen Phase. Die charakteristische Zeit τ_{kont} der kontinuierlichen Phase wird auch als Verweilzeit bezeichnet. Dabei ist D die charakteristische Länge und U die charakteristische Geschwindigkeit der Strömung.

$$\tau_{kont} = \frac{D}{U} \quad (3.30)$$

Die Stokes-Zahl stellt, als Quotient dieser beiden Zeitskalen, ein dimensionsloses Maß für das Folgeverhalten von Partikel dar. In Abhängigkeit der Stokes-Zahl können die folgenden drei Bereiche unterschieden werden. [18]

$St \ll 1$ Die Antwortzeit der Partikel ist im Verhältnis zur Ihrer Verweilzeit gering. Die Partikel folgen der Strömung sehr genau und ihre Eigendynamik ist vernachlässigbar.

$St \approx 1$ Es besteht eine ausgeprägte Wechselwirkung zwischen der dispersen und der kontinuierlichen Phase.

$St > 1$ Die Partikel besitzen eine relativ geringe Verweilzeit im Strömungsfeld, sie bewegen sich weitgehend unabhängig von der kontinuierlichen Phase entsprechend ihrer eigenen Dynamik.

3.5.2 Die wichtigsten Mehrphasenmodelle

Mehrphasenströmungen können nach der Art des Strömungsregimes in partikelbeladene Strömungen und in geschichtete Strömungen, das sind Strömungen mit genau definierten Phasengrenzen eingeteilt werden (siehe Kapitel 3.5). Modelle für partikelbeladene Strömungen sind das Mixture Model, das Euler-Euler Multiphase Model, und das Discrete Phase Model (DPM) und für geschichtete Strömungen wird das Volume of Fluid Modell (VOF) Modell verwendet. [15]

Discrete Phase Model (DPM)

Wie in Kapitel 3 beschrieben, wird in der Strömungsmechanik üblicherweise die Eulersche Betrachtungsweise verwendet, dabei wird die Strömung zu jedem Zeitpunkt an einem festen Ort beschrieben. Im Gegensatz dazu beruht die Lagrangesche Betrachtungsweise auf einem massenfesten Kontrollvolumen, das sich mit der Strömung mitbewegt und nicht durchströmt wird. Vom DPM Modell werden diese beiden Betrachtungsweisen miteinander kombiniert. Dabei werden die Bahnen der Partikel, Blasen oder Tropfen mit den Lagrangeschen Gleichungen und die kontinuierliche Phase mit der üblichen, Eulerschen Betrachtungsweise (Gleichungen) berechnet. [28]

Um die Verdampfung bzw. Vergasung von brennbaren Stoffen, das Aufheizen bzw. Abkühlen der Partikel, den Tropfenaufbruch und die Tropfenvereinigung sowie die Erosion und die Ablagerung von Partikeln zu simulieren, beinhaltet das DPM unterschiedliche Sub-Modelle [15].

Zu den Anwendungsgebieten des DPM zählen [15]:

- Blasen-, Tropfen-, Partikelströmung
- Verdünnte Volumenbeladungen ($\alpha < 10\%$)
- Geringe bis mittlere Partikelbeladung
- Alle Stokes Zahlen

Volume of Fluid Modell (VOF)

Das VOF Modell wird verwendet, wenn eine exakte Auflösung der Phasengrenzfläche erforderlich ist. Es ist für zwei oder mehrere nicht-mischbare Phasen ausgelegt, die Ermittlung der Grenzfläche erfolgt über die Phasen-Kontinuitätsgleichungen. Die Grenzfläche zwischen den Phasen befindet sich dort, wo die stärkste Änderung der Volumenfraktion einer Phase auftritt. Beim VOF Modell werden die Impulsgleichungen nicht für jede Phase, sondern für alle Phasen zusammen gelöst. Der Volumenanteil α_i jeder Phase wird für jede Zelle im gesamten Strömungsgebiet berechnet. [15] [22]

Zu den Anwendungsgebieten des VOF Modells zählen: [15]

- Schichtenströmungen
- Verdünnte bis dichte Volumenbeladung
- Geringe bis hohe Partikelbeladung
- Alle Stokes-Zahlen

Euler-Euler Multiphase Model

Beim Euler-Euler Modell werden die Impulsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung für jede Phase gelöst, es ist somit das komplexeste Mehrphasenmodell das ANSYS Fluent anbietet [22]. Es basiert auf über die Zeit gemittelten Volumenanteilen α_i , die Phasengrenzschicht wird daher nicht aufgelöst. Wechselwirkungen zwischen den Phasen wie Widerstandskräfte, Auftriebskräfte oder der Massentransfer gehen als zusätzliche Terme in die Gleichungen ein. Form und Größe der Partikel müssen über Messungen, Annahmen oder Berechnungen bestimmt werden und zählen zu den Eingangsparametern der Modellgleichungen. [28]

Zu den Anwendungsgebieten des Euler-Euler Modells zählen: [15]

- Tropfen-, Blasen-, Schlammströmungen und Wirbelschichten
- dünne bis sehr dichte Volumenbeladungen
- geringe bis hohe Partikelbeladungen
- Alle Stokes Zahlen

Mixture Model

Beim Mixture Modell wird angenommen, dass die Stokes-Zahl sehr klein ist und somit die Geschwindigkeit und die Richtung der Partikelbewegungen in etwa gleich groß, der kontinuierlichen Phase sind. Aufgrund dieser Annahme werden die Erhaltungsgleichungen nur einmal, für das Gesamtgemisch und nicht für jede Phase gelöst. Das Strömungsverhalten der einzelnen Phasen wird über einen Algorithmus zur Bestimmung der Relativgeschwindigkeit bestimmt. Das Mixture Modell stellt somit eine Vereinfachung des Euler-Euler Modells dar. [15] [28]

Die Anwendungsgebiete des Mixture Modells sind [15]:

- Blasen-, Tropfen, Schlammströmungen
- Verdünnte Volumenbeladung ($\alpha \ll 10\%$)
- Geringe bis mittlere Partikelbeladung
- Sehr kleine Stokes-Zahlen $\ll 1$

3.5.3 Auswahl Mehrphasenmodell

In der Tabelle 3.2 sind die Anwendungsbereiche der beschriebenen Mehrphasenmodelle zusammengefasst dargestellt.

Modell Eigenschaft	DPM	Mixture	Euler-Euler	VOF
Strömungsart	Blasen-, Tropfen-, Partikelströmung	Blasen-, Tropfen-, Partikelströmung	Blasen-, Tropfen-, Partikelströmung, Wirbelschichten	Schichtenströmung, Pfropfenströmung
Volumenbeladung α	$< 10\%$	beliebig	beliebig	-
Partikelbeladung β	≤ 1	≤ 1	beliebig	-
Stokes Zahl St	beliebig	$\ll 1$	beliebig	-

Tabelle 3.2 Anwendungsbereiche der Mehrphasenmodelle [22]

Hinsichtlich der Strömungsart in dieser Arbeit, handelte es sich um eine Blasenströmung, bei der das flüssige Wasser die kontinuierliche Phase und das dampfförmige Wasser die disperse Phase waren. Die Volumenbeladung lag zwischen 38 % und 75 %. Die Berechnung der Volumenbeladung ist im Kapitel 5.1 genauer beschrieben. Die Partikelbeladung wurde mit Gleichung (3.26) berechnet und liegt je nach Variante zwischen 0,03 und 0,11. Die Stokes Zahl wurde mit den Gleichungen (3.28) bis (3.30) berechnet und nimmt je nach Variante, Werte zwischen 0,75 und 2,2 an.

Aufgrund der Strömungsart, der Volumenbeladung und der Partikelbeladung ist sowohl das Mixture als auch das Euler-Euler Modell geeignet. Aufgrund der Stokes Zahl, wurde schlussendlich das Euler-Euler Modell als passendes Mehrphasenmodell ausgewählt.

3.5.4 Erhaltungsgleichungen des Euler-Euler Modells

Im folgenden Abschnitt werden die Erhaltungsgleichungen für das Euler-Euler Modell beschrieben. Als Literaturquelle wurde der Ansys Theorie Guide verwendet [22]. Der Index q steht dabei für die primäre (kontinuierliche) Phase und der Index p für die sekundäre (disperse) Phase.

Massenerhaltung

Die Kontinuitätsgleichungen werden, im Vergleich zu den einphasigen Erhaltungsgleichungen, um den Volumenanteil der jeweiligen Phase, den Massentransfer zwischen den Phasen und einem Quellterm erweitert. Die Kontinuitätsgleichung für eine Phase q entspricht der Gleichung (3.31). Dabei entspricht α_q dem Volumenanteil der Phase q , ρ_q der Dichte von Phase q , \vec{v}_q der Geschwindigkeit der Phase q und \dot{m}_{pq} dem Massentransfer von Phase p zur Phase q . [22] Der Quellterm S_q sowie der Massentransfer zwischen den Phasen wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) = \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) + S_q \quad (3.31)$$

Impulserhaltung

Die Impulserhaltungsgleichung entspricht der Gleichung (3.32). Der Term $\bar{\tau}_q$ entspricht dem Spannungstensor, \vec{R}_{pq} ist eine Wechselwirkungskraft zwischen den Phasen und p der Druck, der für alle Phasen gleich ist. Die Kräfte \vec{F}_q , $\vec{F}_{lift,q}$, $\vec{F}_{wl,q}$, $\vec{F}_{vm,q}$, $\vec{F}_{td,q}$ stehen für die externe Körperkraft, die Auftriebskraft, die Wall Lubrication Force, die virtuelle Massenkraft und die turbulente Dispersionskraft.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q \vec{v}_q) = & -\alpha_q \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_q + \alpha_q \rho_q \vec{g} \\ & + \sum_{p=1}^n (\vec{R}_{pq} + \dot{m}_{pq} \vec{v}_{pq} - \dot{m}_{qp} \vec{v}_{qp}) \\ & + (\vec{F}_q + \vec{F}_{lift,q} + \vec{F}_{wl,q} + \vec{F}_{vm,q} + \vec{F}_{td,q}) \end{aligned} \quad (3.32)$$

\vec{v}_{pq} ist die Geschwindigkeit zwischen den Phasen und wird folgendermaßen definiert: wenn $\dot{m}_{pq} > 0$ ist (Massentransfer von der Phase p zur Phase q), dann gilt: $\vec{v}_{pq} = \vec{v}_p$ und wenn $\dot{m}_{pq} < 0$ ist (Massentransfer von der Phase q zur Phase p), dann gilt: $\vec{v}_{qp} = \vec{v}_q$.

Die Wechselwirkungskraft \vec{R}_{pq} hängt von der Reibung, dem Druck, der Kohäsion und anderen Einflussfaktoren ab und unterliegt der Bedingung $\vec{R}_{pq} = -\vec{R}_{qp}$ bzw. $\vec{R}_{qq} = 0$. In ANSYS Fluent wird die Wechselwirkungskraft mit der Gleichung (3.33) berechnet. Darin steht K_{pq} für den Impuls-Austauschkoeffizienten zwischen den Phasen, und \vec{v}_p und \vec{v}_q für die Geschwindigkeit der Phasen.

$$\sum_{p=1}^n \vec{R}_{pq} = \sum_{p=1}^n K_{pq} (\vec{v}_p - \vec{v}_q) \quad (3.33)$$

Ohne genauer darauf einzugehen, hängt der Koeffizient von der Grenzfläche der Phasen, der Dichte der sekundären (dispersen) Phase, dem Blasendurchmesser, der Partikelrelaxationszeit und der Widerstandsfunktion ab. Nahezu alle Definitionen für die Widerstandsfunktion beinhalten den Widerstandsbeiwert C_D . Der Widerstandsbeiwert wurde mit dem Schiller-Naumann Modell approximiert.

Die Wirkung der **Auftriebskraft** auf die Blasen der Sekundärphase wird mit der Gleichung (3.34) berücksichtigt. Die Auftriebskraft wirkt auf die Blasen hauptsächlich aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten in der Primärphase.

$$\vec{F}_{lift} = -C_l \rho_q \alpha_p (\vec{v}_q - \vec{v}_p) \times (\nabla \times \vec{v}_q) \quad (3.34)$$

Der Auftriebskoeffizient C_l wurde mit dem Legendre-Magnaudet Modell approximiert. Er hängt von der Re-Zahl und somit auch vom Blasendurchmesser ab. Das Modell wird häufig für kugelförmige Partikel mit kleinem Durchmesser verwendet, kann aber auch für Tropfen und Blasen eingesetzt werden. In der Gleichung entspricht α_p dem Volumenanteil der sekundären Phase und ρ_q der Dichte der primären Phase. [22]

Die **virtuelle Massenkraft** entsteht, wenn sich die disperse Phase relativ zur kontinuierlichen Phase beschleunigt. Aufgrund der Trägheit der primären Phase gegenüber den beschleunigten Partikeln wirkt eine virtuelle Massenkraft auf die Partikel.

Die **Wall Lubrication Force** neigt dazu, die sekundäre Phase (die Dampfblasen) von der Wand fern zu halten. Die Kraft führt zum Beispiel bei einer Aufwärtsströmung in einem vertikalen Rohr dazu, dass sich die Dampfblasen zwar in der Nähe der Wand, jedoch nicht unmittelbar an der Wand aufhalten.

Mit der **turbulenten Dispersionskraft**, kann für mehrphasige turbulente Strömungen, die Auswirkung turbulenter Dispersionskräfte berücksichtigt werden. Wird zum Beispiel Dampf an einem beheizten vertikalen Rohr erzeugt, spielt die turbulente Dispersionskraft eine wichtige Rolle um den Dampf weg von der Wand, in Richtung Rohrmitte zu fördern.

Im Simulationsmodell wurde die virtuelle Massenkraft nicht berücksichtigt, da keine relevanten Beschleunigungen der Dampfblasen gegenüber der kontinuierlichen Phase zu erwarten waren. Die Wall Lubrication Force wurde nicht verwendet, da sich an der Wand, in dem Bereich, in dem die Trennung der Phasen stattfindet, flüssiges Wasser und keine Dampfblasen befanden. Die turbulente Dispersionskraft wurde nicht berücksichtigt, weil keine Blasen an der Wand gebildet werden und somit das Wegreißen von der Wand in die Zyklonmitte nicht entscheidend ist.

3.5.5 Berechnung Dampfblasendurchmesser

Die Größe der Dampfblasen ist beim Euler-Euler Mehrphasenmodell in ANSYS Fluent als Parameter vorzugeben. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Messungen zu den Strömungsbedingungen im Zyklon durchgeführt wurden, sind keine Daten zum Dampfblasendurchmesser bzw. der Größenverteilung der unterschiedlichen Dampfblasen vorhanden und der Dampfblasendurchmesser wurde näherungsweise durch Berechnungen ermittelt.

Wie in Kapitel 1 erwähnt, strömt das Wasser-Dampfgemisch entlang der beheizten Steigrohre durch die Zyclone in die Dampftrommel. Gemäß Aufgabenstellung beträgt die Dampfziffer je nach Variante zwischen 3 und maximal 10 Gewichtsprozent. Beim Großteil der Varianten beträgt die Dampfziffer 5 %, ab diesem Dampfgehalt beginnen die Blasen zu Pfropfen zusammen zu wachsen. In Abbildung 3.13 entspricht der blau markierte Bereich einer Dampfziffer zwischen 3 %

und 10 %. Die Strömungsform in diesem Bereich entspricht dem Blasensieden, die Wärmeübertragung erfolgt durch Konvektion und es können die Gleichungen für das Behältersieden verwendet werden. Zum Behältersieden kommt es, wenn einer ruhenden Flüssigkeit so viel Wärme zugeführt wird, dass es an der beheizten Fläche zu einem Phasenwechsel durch Blasenbildung kommt. Bei kleinen Übertemperaturen erfolgt die Wärmeübertragung durch freie Konvektion und an der Wand entstehen noch keine Blasen. [29]

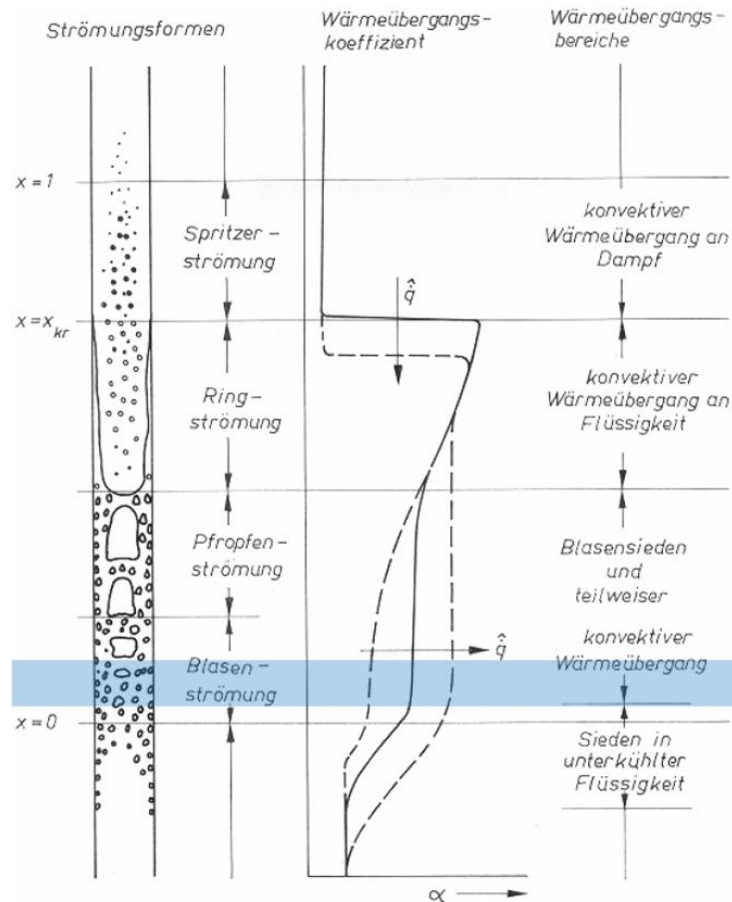


Abbildung 3.13 Strömungsformen bei der Verdampfung in einem vertikalen Rohr [29]

Durch Zunehmen der Übertemperatur entstehen an kleinen Oberflächenvertiefungen an der Wand, den sogenannten Keimstellen, Dampfblasen. Dieser Bereich wird als Blasensieden bezeichnet. An der Keimstelle haftend, wachsen die Dampfblasen so lange, bis sie von der Wand losgerissen werden. Bevor sie von der Wand abdriften, gleiten sie noch eine bestimmte Länge (Gleitlänge) entlang der Wand. Das Schema des Blasenwachstums an einer beheizten Wand ist in Abbildung 3.14 dargestellt.

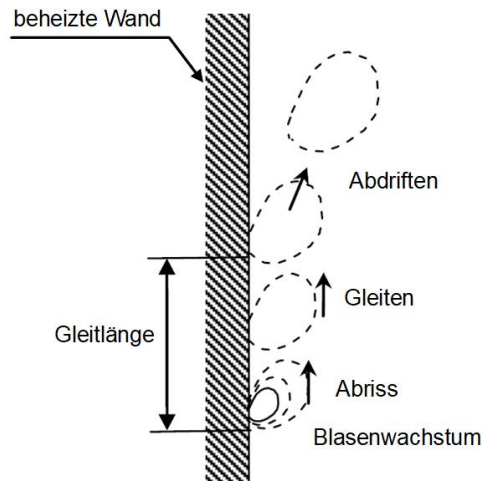


Abbildung 3.14 Blasenwachstum an einer beheizten Wand [30]

Der Durchmesser, den die Dampfblasen beim Abreißen besitzen, wird Blasenabreißdurchmesser genannt. Die Intensität der Blasenbildung nimmt mit steigender Übertemperatur zu, die Blasen verwirbeln die Flüssigkeit und steigen nach oben. In Abbildung 3.15 ist die Entstehung einer Dampfblasen an einer Keimstelle dargestellt. Der Randwinkel der Blase wird mit β , und der Durchmesser der Keimstelle mit d_K bezeichnet. [31]

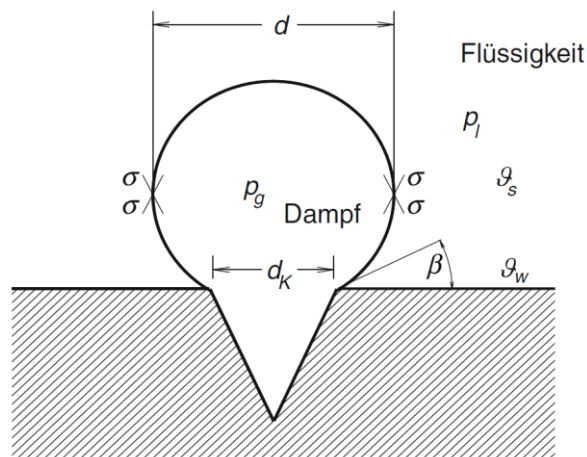


Abbildung 3.15 Entstehung einer Dampfblase [31]

Die Kräftebilanz in Gleichung (3.35) zeigt, dass der Druck in der Blase p_g größer als der Druck in der Flüssigkeit p_l ist, da zusätzlich zum Flüssigkeitsdruck auch die, an der Grenzfläche vorhandene Oberflächenspannung σ wirkt.

$$p_g - p_l = \frac{4 \cdot \sigma}{d} \quad (3.35)$$

Eine minimale Übertemperatur muss vorhanden sein, damit eine Blase mit dem Durchmesser d an den Keimstellen entstehen kann. Für die minimale Übertemperatur gilt nach der Laplace Kelvin Ableitung die Gleichung (3.36). Dabei entspricht T_g der Gastemperatur und T_s der Siedetemperatur der Flüssigkeit.

$$\frac{p_g - p_l}{T_g - T_s} = \frac{\rho_g \cdot r}{T_s} \quad (3.36)$$

Mithilfe der Gleichung (3.35) ergibt sich für die notwendige Übertemperatur die Gleichung (3.37).

$$\vartheta_W - \vartheta_S = \frac{4 \cdot \sigma \cdot T_S}{d_k \cdot \rho_g \cdot r} \quad (3.37)$$

Anhand von Experimenten und eines Modells, das aus den, auf eine Blase wirkenden Kräften erstellt wurde, konnte für den Blasenabreißdurchmesser die Beziehung gemäß Gleichung (3.38) gefunden werden. Bei einer hohen Anzahl von Keimstellen ist der Abreißdurchmesser, gemäß Häufigkeitsverteilung, der wahrscheinlichste Durchmesser. Der Randwinkel der Blase β^0 , kann bei Wasser mit 45° angenommen werden. [31]

$$d_A = 0,0149 \cdot \beta^0 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.38)$$

3.5.6 Weitere Ansätze zur Ermittlung des Blasenabreißdurchmessers

Neben dem, in Gleichung (3.38) gewählten Ansatz, gibt es noch weitere empirische Modelle mit denen der Blasenabreißdurchmesser berechnet werden kann. [32]

Fritz [33] (Gleichung (3.39)) betrachtete das statische Gleichgewicht zwischen den der Blase wirkenden Adhäsions- und Auftriebskräften, einschließlich der Betrachtung des Kontaktwinkels zwischen Blase und Kontaktfläche.

$$D_b(D_{bF}) = 0,0208 \cdot \varphi \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.39)$$

Zuber [34] (Gleichung (3.40)) nahm an, dass sich um die Blasenoberfläche eine dünne, überhitzte Randschicht befindet, welche für das Blasenwachstum verantwortlich ist.

$$D_b = \left[\frac{6\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)} \frac{k \cdot \Delta T_{sup}}{Q_w} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.40)$$

Han and Griffith [35] (Gleichung (3.41)) leiteten ihr Modell von einem bestehenden Blasenwachstumsmodell ab. Um den Blasenabreißdurchmesser zu erhalten, setzten sie im bereits vorhanden Modell die Änderung des Blasenwachstums auf null. Daraus ergab sich ein Modell, ähnlich der Form von Fritz (Gleichung (3.39)).

$$D_b = 0,843 \cdot \varphi \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.41)$$

Cole and Shulman [36] (Gleichung (3.42)) nahmen an, dass der Blasenabreißdurchmesser umgekehrt proportional zum Absolutdruck im System ist.

$$D_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \frac{1}{p} \quad (3.42)$$

Cole [37] (Gleichung (3.43)) gab eine weitere Korrelation in Abhängigkeit vom Kontaktwinkel und der Überhitzungstemperatur an der Wand vor.

$$D_b = \varphi \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \frac{\rho_l \cdot C_{pl} \cdot \Delta T_{sup}}{\rho_g \cdot h_{fg}} \quad (3.43)$$

Cole and Rohsenow [38] (Gleichung (3.44)) modifizierten die zuvor angenommenen Korrelation, in dem sie anstatt der Überhitzungstemperatur an der Wand, die Sättigungstemperatur verwendeten.

$$D_b = 1,5 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \left(\frac{\rho_l \cdot C_{pl} \cdot \Delta T_{sat}}{\rho_g \cdot h_{fg}} \right)^{1,25} \quad (3.44)$$

Kocamustafaogullari and Ishii [39] (Gleichung (3.45)) setzten den Blasenabreißdurchmesser mit Wasserdaten, die sie aus Versuchen bei atmosphärischem Druck erhalten haben, in Beziehung. Die Beziehung basiert auf der Berechnung des Durchmessers nach Fritz und gilt für höhere Drücke.

$$D_b = 0.0012 \cdot \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right)^{0,9} \cdot D_{bF} \quad (3.45)$$

3.5.7 Exkurs: Populationsbilanzmodelle

Der Massen-, Impuls- und Energieaustausch zwischen den einzelnen Phasen bzw. über die Grenzfläche der einzelnen Phasen ist eine der wesentlichen Eigenschaften von Mehrphasenströmungen. Um den Phasenübergang sowie das mechanische und thermische Ungleichgewicht zwischen den einzelnen Phasen zu bestimmen, ist es erforderlich, die Erhaltungsgleichungen inklusive den zuvor beschriebenen Interaktionen zwischen den Phasen möglichst genau zu erfassen. Da die Interaktionen für die Existenz sowie für die Größe von Partikeln von entscheidender Bedeutung sind, wurden Populationsbilanzmodelle entwickelt, die das Verhalten der Blasen, das Blasenwachstum und die Blasengrößenverteilung modellieren. In den meisten Systemen ist die Anzahl der Partikel variabel und hängt von den Bildungs- und Zerfallsprozessen ab. Bei diesen Prozessen zerfallen vorhandene Partikel und neue Partikel entstehen. Mathematisch betrachtet können von den Partikeln abhängige Variablen in interne und externe Koordinaten eingeteilt werden, siehe dazu Abbildung 3.16.

Die **externen Koordinaten** beziehen sich auf die räumliche Lage jedes Partikels, welche durch das Strömungsverhalten bestimmt wird. Die Strömungsbewegungen führen zu Veränderungen der externen Variablen.

Die **internen Koordinaten** erfassen die internen Eigenschaften der Partikel wie Größe, Oberfläche und Zusammensetzung. Die internen Eigenschaften werden von den Bildungs- und Zerfallsprozessen beeinflusst.

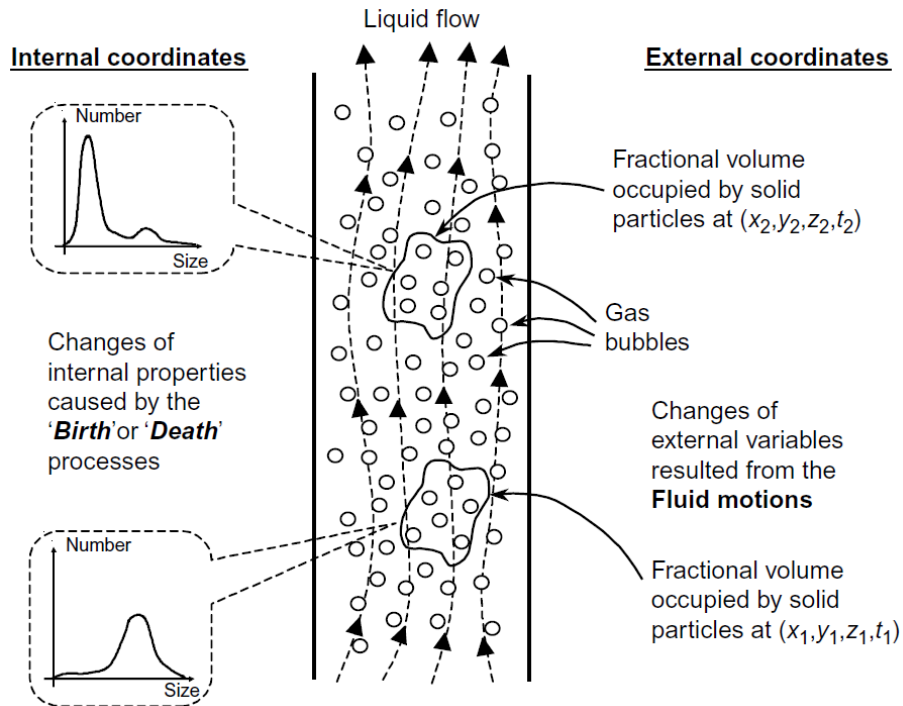


Abbildung 3.16 Interne und Externe Koordinaten von Populationsbilanzen [40]

Die in der Natur und Wissenschaft vorkommenden Mehrphasenströmungen, enthalten in der Regel eine große Anzahl an Partikeln, die sich in ihrer Größe, Form und Zusammensetzung ständig verändern. Das vollständige Auflösen von Keimbildungs-, Koaleszenz- und Zerfallsprozessen der Partikel innerhalb von turbulenten Strömungsbewegungen stellt einen sehr hohen Rechenaufwand dar. Aus diesem Grund wurde der Ansatz der Populationsbilanzen, welche die Anzahl der Partikel durch gemittelte Funktionen erfassen, entwickelt. Die Populationsbilanzgleichung (PBE) entspricht der Integro-Differentialgleichung (Gleichung (3.46)) und erlaubt die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung. [40]

$$\frac{\partial f(x, \xi, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (V(x, \xi, t)f(x, \xi, t)) = S(x, \xi, t) \quad (3.46)$$

In Gleichung (3.46) entspricht $f(x, \xi, t)$ der Partikelgrößenverteilung und $V(x, \xi, t)$ dem Geschwindigkeitsvektor im externen Raum in Abhängigkeit der externen Variablen x und t , die dem Ortsvektor und der Zeit entsprechen, und dem internen Raum ξ , dessen Komponenten charakteristische Abmessungen, Volumen, Masse etc. sein können. Der Term auf der rechten Seite ist der Quell- bzw. Senkterm, er erfasst die Bildungs- und Zerfallsraten der Blasen.

Zur Beschreibung der Quell- und Senkterme wird in Blasenströmungen die geometrische Entwicklung der Partikel betrachtet. Mithilfe von Modellen werden die drei wichtigsten Mechanismen hinsichtlich Koaleszenz- und Zerfallseffekte betrachtet und beschrieben. [40]

- **Zusammenwachsen von Blasen aufgrund von zufälliger Kollision infolge turbulenter Wirbel.** Treffen zwei Blasen aufeinander, stoßen sie sich entweder voneinander ab, oder sie wachsen zu einer einzigen Blase zusammen. (Abbildung 3.17, links)

- **Zusammenwachsen aufgrund der Beschleunigung der nachfolgenden Blase in der Nachlaufströmung der vorhergehenden Blase.** Trifft die mitgerissene Blase auf die vorangegangene Blase, kann es zum Zusammenwachsen der Blasen kommen (Abbildung 3.17, rechts).
- **Zerfall der Blasen aufgrund des Einflusses von turbulenten Wirbel.** Die Blasen können durch die turbulenten Wirbel in gleich große oder unterschiedlich große Blasen zerfallen oder auch nicht beeinflusst werden und somit ihre Größe behalten (Abbildung 3.18).

Coalescence mechanisms

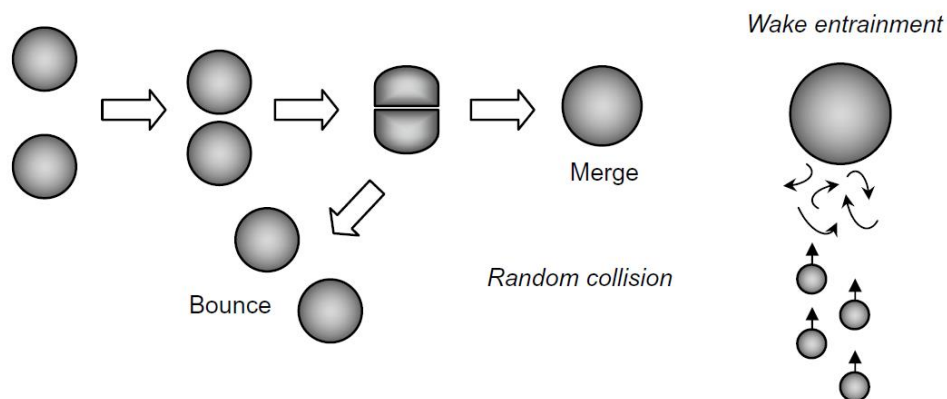


Abbildung 3.17 Zusammenwachsen von Dampfblasen [40]

Break-up mechanisms

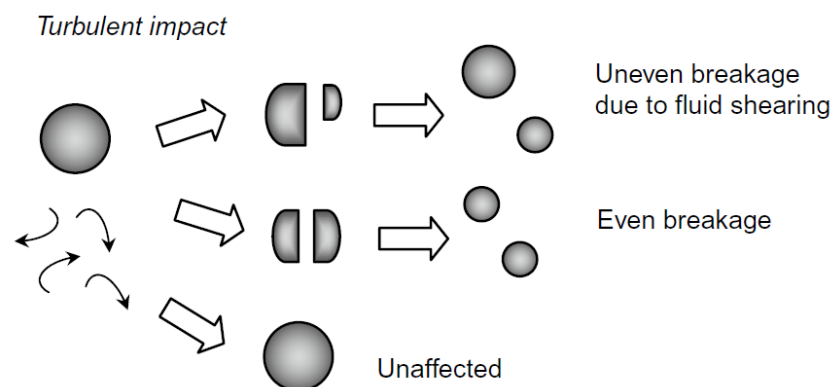


Abbildung 3.18 Aufspaltung einer Dampfblase [40]

Aufgrund der Komplexität der Partikeldynamik existieren analytische Lösungen nur für sehr wenige Einzelfälle, bei denen die Koaleszenz- und Zerfallsprozesse erheblich vereinfacht sind. Angetrieben von praktischem Interesse wurden numerische Ansätze zur Lösung der Populationsbilanzgleichung entwickelt.

Die am häufigsten verwendeten Methoden sind die Monte Carlo Methode, die Methode der Momente (MOM) und die Klassen Methoden (CM). Die Monte Carlo Methode ist aufgrund der Flexibilität und der hohen Genauigkeit der Erfassung von Partikelveränderungen sehr beliebt. Der Hauptvorteil des Verfahrens, ist die Flexibilität und Genauigkeit bei der Verfolgung von Partikeländerungen. Da die Genauigkeit der Monte Carlo Methode proportional zur

Anzahl der simulierenden Partikel ist, erfordert sie in der Regel eine sehr hohe Rechenzeit. Die für die praktische Anwendung nützlicheren Methoden zur Ermittlung der Partikelgrößenverteilung (PSD) bauen auf die MOM und CM auf. [40]

Da im Rahmen dieser Arbeit keine Versuche oder Messungen zu den Strömungsbedingungen im Zyklon durchgeführt wurden, waren keine Daten über die Größe bzw. die Größenverteilung der Dampfblasen vorhanden. Das Miteinbeziehen von Populationsbilanzen wäre für eine noch genauere Betrachtung der Strömungsverhältnisse im Zyklon notwendig gewesen. Dem gegenüber steht der erhöhte Rechenaufwand und das Nichtvorhandensein von Messergebnissen. Ohne bekannte Größenverteilungen der Dampfblasen, könnten auch mithilfe von Populationsbilanzen, keine genaueren Ergebnisse erzielt werden. Für diese Arbeit wurde daher, wie bereits erwähnt, der Dampfblasendurchmesser näherungsweise durch die Berechnung des Blasenabreißdurchmessers ermittelt.

4 EINPHASIGE CFD-SIMULATION DES ZYKLONS

Vor der Durchführung von den Mehrphasensimulationen wurden einphasige Simulationen mit Wasser durchgeführt. Der Vorteil dieser vereinfachten Annahme war, dass durch die kürzeren Rechenzeiten im Vergleich zu Mehrphasensimulationen, rasch erste Erkenntnisse über die Strömung im Zyklon gewonnen werden konnten. Die Ergebnisse der einphasigen Simulationen bildeten die Grundlage für die Geometrie- und Netzgittererstellung, die Netzunabhängigkeitsstudie und die Turbulenzmodellierung.

4.1 Geometrieaufbereitung

In der Abbildung 4.1 ist die Ausgangsgeometrie des Zyklons dargestellt. Damit mit dieser Geometrie eine numerische Strömungssimulation durchgeführt werden konnte, musste die Geometrie bereinigt und anschließend vernetzt werden.

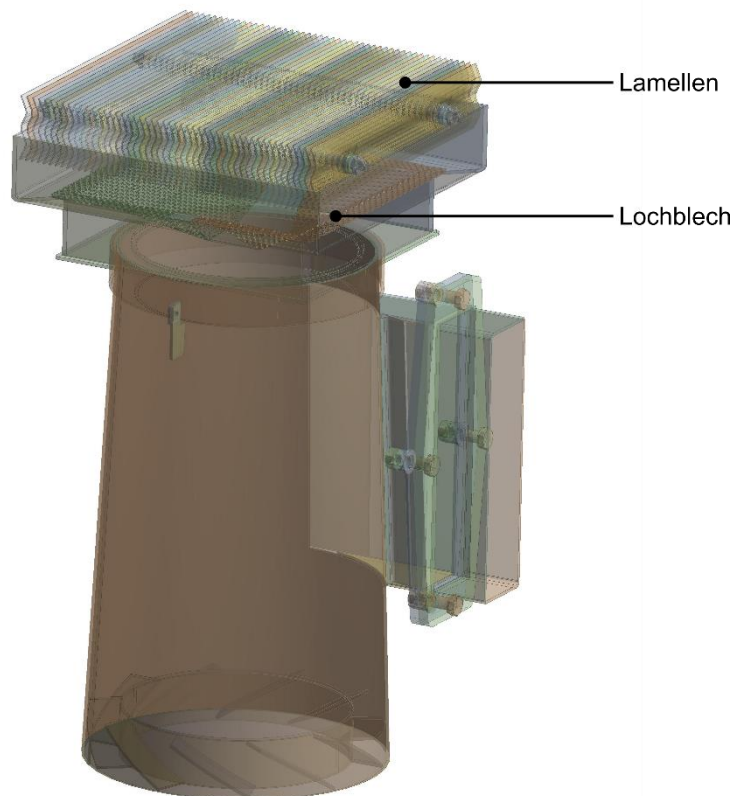


Abbildung 4.1 Die Ausgangsgeometrie

Bei der Bereinigung der Geometrie wurden Bauteile, welche die Strömung nicht beeinflussen, entfernt. Dazu zählen Anbauteile, die sich außerhalb der Strömung befinden, wie zum Beispiel der Flansch beim Eintritt in den Zyklon. Zusätzlich wurden die Beilagscheiben, welche sich zwischen den Lamellen befinden, entfernt. Sie haben auf die Strömung aufgrund ihrer sehr kleinen Abmessungen nur minimale Auswirkungen, würden jedoch die Rechenzeit stark erhöhen. Des Weiteren wurden die Übergänge zwischen den einzelnen Bauteilen so angepasst, dass ein Bauteil kontinuierlich in das andere überging, ohne dass Kanten entstanden. Um eine schlechte Netzgitterqualität zu vermeiden, wurden im Bereich des Lochbleches spitze Winkel zwischen den Kanten entfernt.

Abbildung 4.2 zeigt ein Schnitt durch die bereinigte Geometrie. Die Geometrie des Zyklons kann in vier Einzelteile unterteilt werden. Um die einzelnen Bauteile leichter voneinander unterscheiden

zu können, sind sie in unterschiedlichen Farben dargestellt. Von unten nach oben setzt sich der Zyklon aus den Schaufeln, dem Konus, dem unteren Abscheider und dem oberen Abscheider zusammen. Am Konus befindet sich der Eintrittsstutzen, durch den das Wasser-Dampfgemisch in den Zyklon einströmt. Das Lochblech im unteren Abscheider und die Lamellen im oberen Abscheider haben die Aufgabe, das Mitreißen von Wassertropfen in Richtung des Überhitzers zu minimieren.

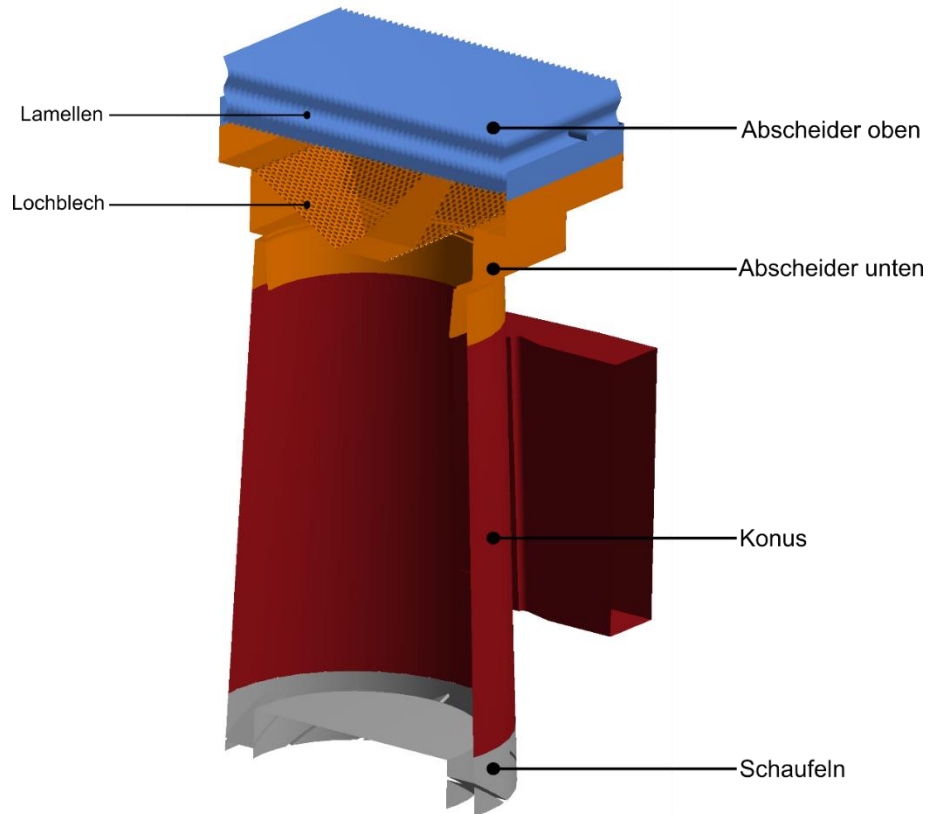


Abbildung 4.2 Schnitt durch die bereinigte Geometrie

Auf Basis der bereinigten Geometrie aus Abbildung 4.2 wurde ein Negativ der Zyklongeometrie erstellt. Das Negativ entsprach dem Fluidraum, der von den beiden Phasen eingenommen werden kann und ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

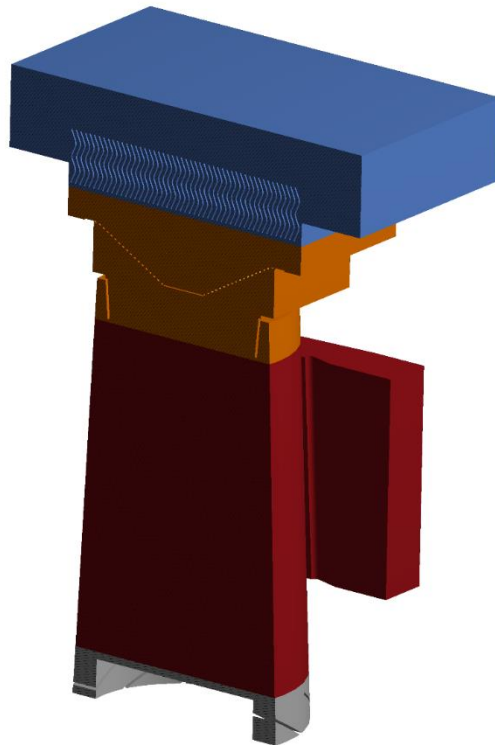


Abbildung 4.3 Das Negativ der Geometrie

Um das Negativ der Geometrie adäquat vernetzen zu können, wurden mit der Netzgitterstudie in Kapitel 4.2, passende Einstellungen für das Netzgitter ermittelt.

4.2 Netzgitterstudie

Das Ziel einer Netzgitterstudie ist es, ein Netzgitter zu finden, das so grob wie möglich und so fein wie nötig ist. In Abbildung 4.4 ist das Schema einer Netzgitterstudie dargestellt. Aufbauend auf einem groben Netzgitter wird das Netz schrittweise von Simulation zu Simulation verfeinert und die Strömungsgrößen, in diesem Beispiel der Auftriebsbeiwert c_a , miteinander verglichen. Wenn sich der Wert der betrachteten Strömungsgröße nicht mehr ändert, wurde ein passendes Netzgitter gefunden. [12]

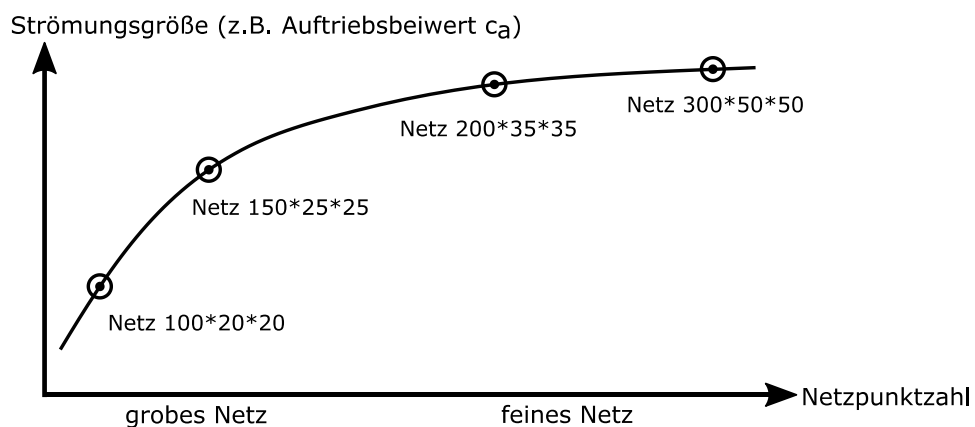


Abbildung 4.4 Schema einer Netzgitterstudie [12]

Damit der zeitliche Aufwand für die Netzgitterstudie in einem akzeptablen Rahmen blieb, wurde die Netzgitterstudie nicht mit der vollständigen Zyklongeometrie, sondern mit der in Abbildung 4.5

dargestellten Geometrie, durchgeführt. Die Geometrie beinhaltet den Bereich im Zyklon, in dem die höchsten Geschwindigkeiten zu erwarten waren, und wo die Trennung der Wasser-Dampfphase stattfindet. Die, aus dieser Studie resultierenden Einstellungen, wurden für das Netzgitter der Gesamtgeometrie als Grundeinstellungen verwendet. Im Bereich des Lochbleches und der Lamellen wurde das Netzgitter weiter verfeinert.

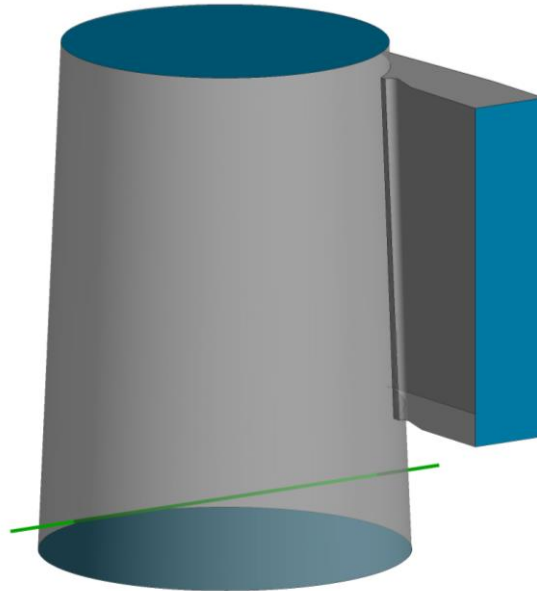


Abbildung 4.5 Geometrie für die Netzgitterstudie und die Turbulenzmodellierung

Insgesamt wurden für die Netzgitterstudie fünfzehn verschiedene Netzgitter simuliert und dabei jeweils die Geschwindigkeitsverteilung entlang der, in Abbildung 4.5 dargestellten, grünen Linie ausgewertet. Die Netzgitter unterschieden sich in der Anzahl der Randschichten und in der Anzahl der Zellen. Als Turbulenzmodell wurde das Standard $k-\epsilon$ Modell und für die Betrachtung des Grenzschichtbereiches die Standard-Wandfunktion verwendet. Die weiteren Simulationseinstellungen sind in Tabelle 4.1 angeführt.

	Pressure-Velocity Coupling
Scheme	SIMPLE
	Spatial Discretization
Gradient	Green-Gauss Node Based
Pressure	Second Order
Momentum	QUICK
Turbulent Kinetic Energy	QUICK
Turbulent Dissipation Rate	QUICK

Tabelle 4.1 Simulationseinstellungen für die Netzgitterstudie

Abbildung 4.6 zeigt die Verläufe der Geschwindigkeit für vier ausgewählte Netzgitter entlang der grünen horizontalen Linie (siehe Abbildung 4.5). Auf der Abszisse ist der Abstand zur Mittelachse des Zyklons dargestellt. Die Ordinate gibt den Betrag der Geschwindigkeit an. In der Legende der Abbildung sind die Anzahl der Zellen zu jedem Netz angegeben. Das Netz 3 besteht aus der größten Anzahl an Zellen (960 000) und löst die wandnahe Strömung mit zehn Zellen auf. Aufgrund der feinen Auflösung des Netzes wurde der Geschwindigkeitsverlauf von Netz 3 als Referenz für die Geschwindigkeitsverläufe der anderen Netze verwendet. Der Geschwindigkeitsverlauf von Netz 1 (150 000 Zellen) zeigte, sowohl am Rand, als auch in der

Zyklonmitte, deutliche Abweichungen zum Referenznetz. 150 000 Zellen reichten somit nicht aus, um die Strömung im Zyklon adäquat zu beschreiben. Mit dem Netz 4 konnte ein Netzgitter gefunden werden, dessen Geschwindigkeitsverlauf sowohl im wandnahen Bereich, wie auch im Inneren des Zyklons gut mit dem Geschwindigkeitsverlauf von Netz 3 übereinstimmt. Der Vorteil von Netz 4 war, dass es nur aus 350 000 Zellen bestand und somit im Vergleich zum Referenznetz eine geringere Rechenzeit erforderlich war.

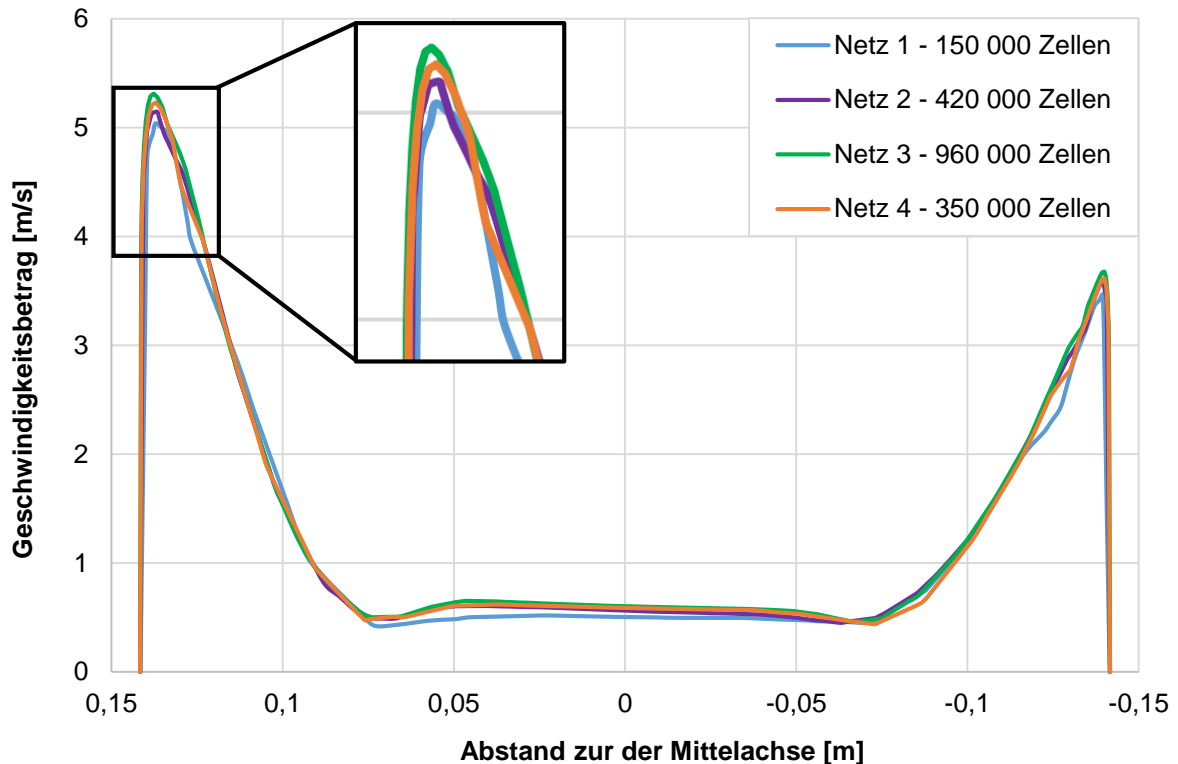


Abbildung 4.6 Geschwindigkeitsverläufe entlang der horizontalen Linie

Die Ursache für die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen linkem und rechtem Zyklonrand lag an der Position der betrachteten Linie. In der Abbildung 4.8 sind die Stromlinien und die horizontale Linie dargestellt. In der Abbildung 4.7 ist die Geschwindigkeit an der horizontalen Linie mit Vektoren dargestellt. In beiden Abbildungen entspricht die Farbe „Rot“ einer Geschwindigkeit von $5,5 \text{ m/s}$ und die Farbe „Blau“ einer Geschwindigkeit von 0 m/s .

Die Stromlinien in der Abbildung 4.8 zeigen, dass der rechte Rand der Linie im Gegensatz zum linken Rand nicht direkt vom einströmenden Massenstrom, sondern von einem Massenstrom, der bereits durch Reibung an Geschwindigkeit verloren hat, angeströmt wird. Der rechte Rand der horizontalen Linie liegt direkt unter dem Eintritt in den Zyklon.

Die Vektoren in Abbildung 4.7 verdeutlichen, dass die Geschwindigkeit ausgehend von der Mittelachse nach außen, in Richtung Zyklonwand zunimmt. Am linken Rand (auf der gegenüberliegenden Seite vom Zyklon-Eintritt) ist die Geschwindigkeit höher als am rechten Rand.

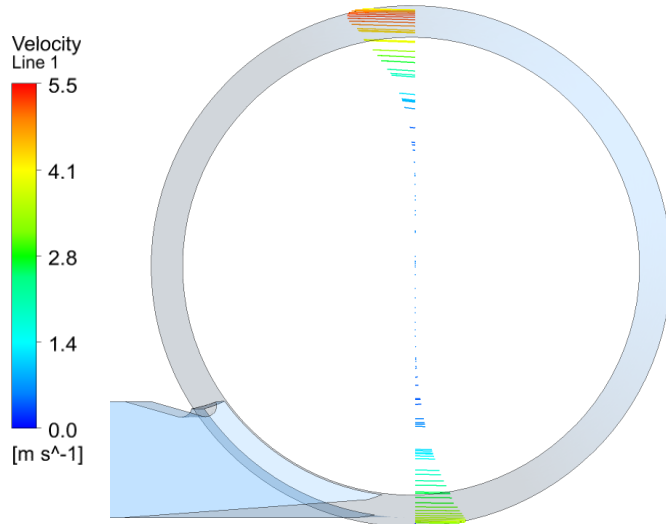


Abbildung 4.7 vektorielle Geschwindigkeitsdarstellung an der horizontalen Linie

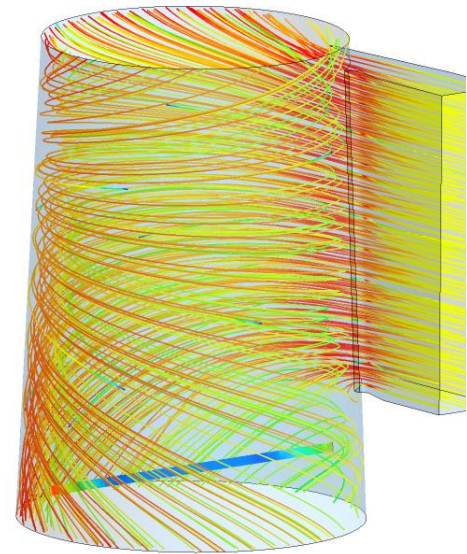


Abbildung 4.8 Geschwindigkeit an Stromlinien und an horizontaler Linie

In Abbildung 4.9 ist das, basierend auf der Netzgitterstudie ausgewählte Netz 4, dargestellt. Die Grenzschicht wurde mit 10 Zellen aufgelöst und der durchschnittliche y-Plus Wert an der Wand liegt bei 38.

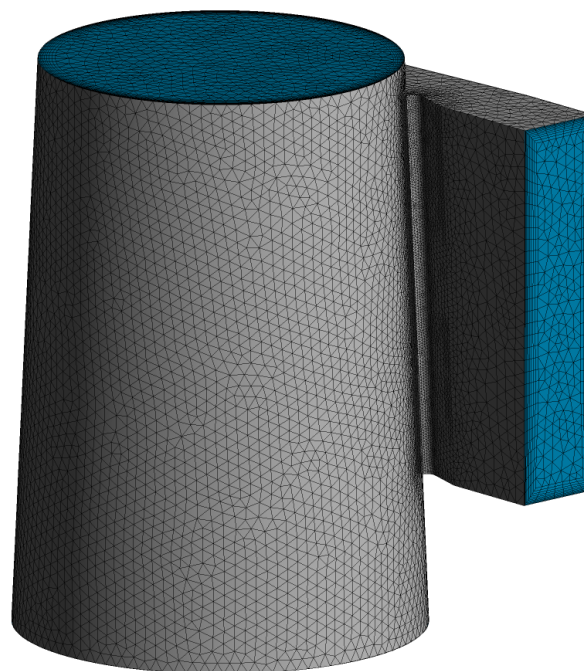


Abbildung 4.9 Netz 4 aus der Netzgitterstudie

Für die Vernetzung wurden die aus der Netzgitterstudie in Kapitel 4.2 gewonnenen Einstellungen verwendet. Anschließend wurde das Netz in den Bereichen des Lochbleches und der Lamellen weiter verfeinert. Das erstellte Netzgitter bestand schlussendlich aus 8,7 Millionen Tetraederzellen. Um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten, wurden die Tetraederzellen in Polyederzellen umgewandelt. Die Anzahl der Zellen konnte dadurch auf 3,3 Millionen Polyederzellen verringert werden. Das für die Mehrphasensimulationen verwendete Netzgitter, ist in Abbildung 4.10, Abbildung 4.11 und Abbildung 4.12 dargestellt.

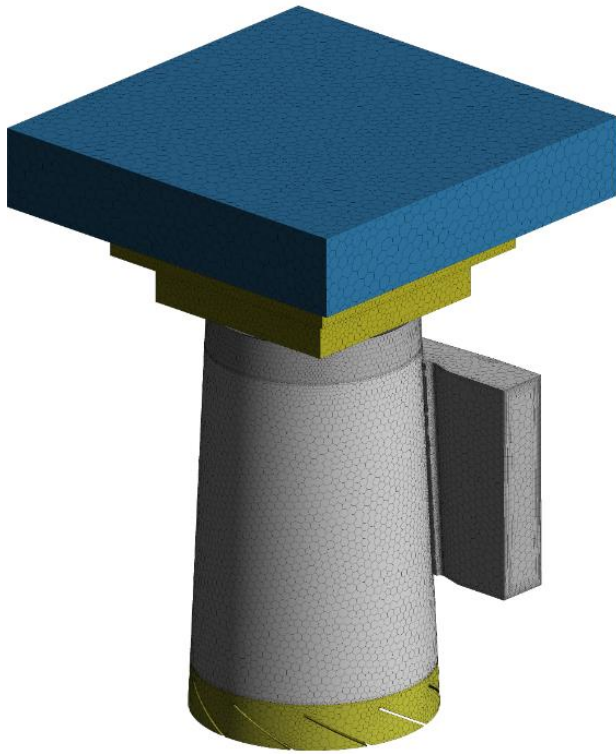


Abbildung 4.10 Netzgitter bestehend aus Polyederzellen

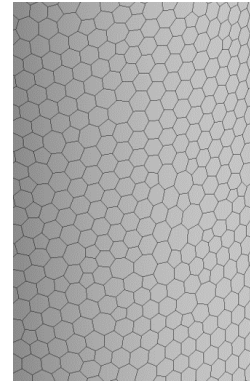


Abbildung 4.11 Ausschnitt aus dem Netzgitter

Abbildung 4.11 zeigt einen Ausschnitt aus dem Netzgitter, welches in Abbildung 4.10 dargestellt ist. Abbildung 4.12 zeigt einen Schnitt durch die Teilgeometrie des Zyklons, die Grenzschichten sind blau umrahmt. Der wandnahe Bereich dieser beiden Bauteile wurde mit einer Grenzschicht bestehend aus 10 Zellen aufgelöst.

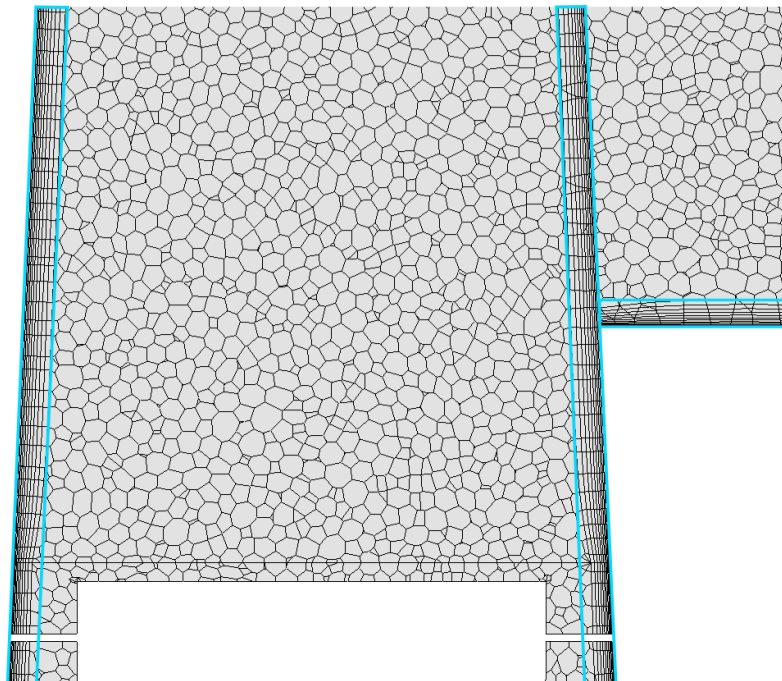


Abbildung 4.12 Grenzschicht im wandnahen Bereich

Die erste Schicht ist $0,3\text{ mm}$ dick und die Grenzschicht hat eine Wachstumsrate von $1,2$. Die durchschnittlichen y -Plus Werte, lagen bei der Mehrphasensimulation (mit Variante 2), für die flüssige Phase im Bereich zwischen 200 und 300 . Aufgrund der größeren kinematischen Viskosität der dampfförmigen Phase lagen die y -Plus Werte für diese Phase im Bereich zwischen 20 und 60 . Der y -Plus Wert (y^+) ist ein dimensionsloser Wandabstand, er gibt an wie genau die Grenzschicht aufgelöst wurde und wird mit Gleichung (4.1) berechnet. Darin ist u_t die Schubspannungsgeschwindigkeit, y der Abstand zur nächsten Wand und ν die kinematische Viskosität des Fluides.

$$y^+ = \frac{u_t \cdot y}{\nu} \quad (4.1)$$

4.3 Wahl des Turbulenzmodells

Bei der Wahl des Turbulenzmodells ging es darum, ein Modell zu finden, das die Strömung im Zyklon gut abbildet, ohne eine zu hohe Rechenzeit zu benötigen. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, werden zur Berechnung von turbulenten Strömungen in technisch relevanten Aufgabenstellungen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS) verwendet. Zur Lösung der RANS-Gleichungen wird ein Turbulenzmodell benötigt. Um ein Modell zu finden, das die Strömung im Zyklon möglichst genau abbildet, wurden Simulationen mit vier unterschiedlichen Turbulenzmodellen durchgeführt. Dabei wurden die, in der Praxis häufig verwendeten Zwei-Gleichungsmodelle wie das Standard k - ϵ Modell, das Realizable k - ϵ Modell und das k - ω Modell zur Turbulenzmodellierung verwendet. Zusätzlich wurde eine Simulation mit dem Reynolds Stress Model (RSM) durchgeführt. Das RSM ist von den verwendeten Modellen das rechenintensivste Modell und liefert für verdrehte Strömungen, wie sie in Zyklonen vorkommen, gute Ergebnisse. Aus diesem Grund wurde das RSM als Referenzmodell für den Vergleich mit den anderen Modellen verwendet. [22]

Für die Betrachtung der Grenzschicht wurde wieder die Standard-Wandfunktion verwendet. Die weiteren Simulationseinstellungen sind in Tabelle 4.2 angeführt.

	Pressure-Velocity Coupling
Scheme	SIMPLE
	Spatial Discretization
Gradient	Green-Gauss Node Based
Pressure	Second Order
Momentum	QUICK
Turbulent Kinetic Energy	QUICK
Turbulent Dissipation Rate	QUICK

Tabelle 4.2 Simulationseinstellungen für die Turbulenzmodellierung

Die Turbulenzmodellierung wurde analog zur Netzgitterstudie durchgeführt. Als Netzgitter wurde das, mithilfe der Netzgitterstudie ermittelte Netz 4 (mit $350\ 000$ Zellen), verwendet. Um die Turbulenzmodelle miteinander vergleichen zu können, wurde wiederum die Geschwindigkeit im Zyklon betrachtet und entlang der grünen Linie (siehe Abbildung 4.5) dargestellt. Die Geschwindigkeitsverläufe, die sich aufgrund der unterschiedlichen Turbulenzmodelle ergaben, sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Abszisse entspricht dem Abstand von der Mittelachse und die Ordinate dem Betrag der Geschwindigkeit. Das Diagramm zeigt, dass sowohl im Randbereich

wie auch in der Zyklonmitte der Geschwindigkeitsverlauf des Realizable k- ϵ Modell am besten mit dem Verlauf des RSM übereinstimmt.

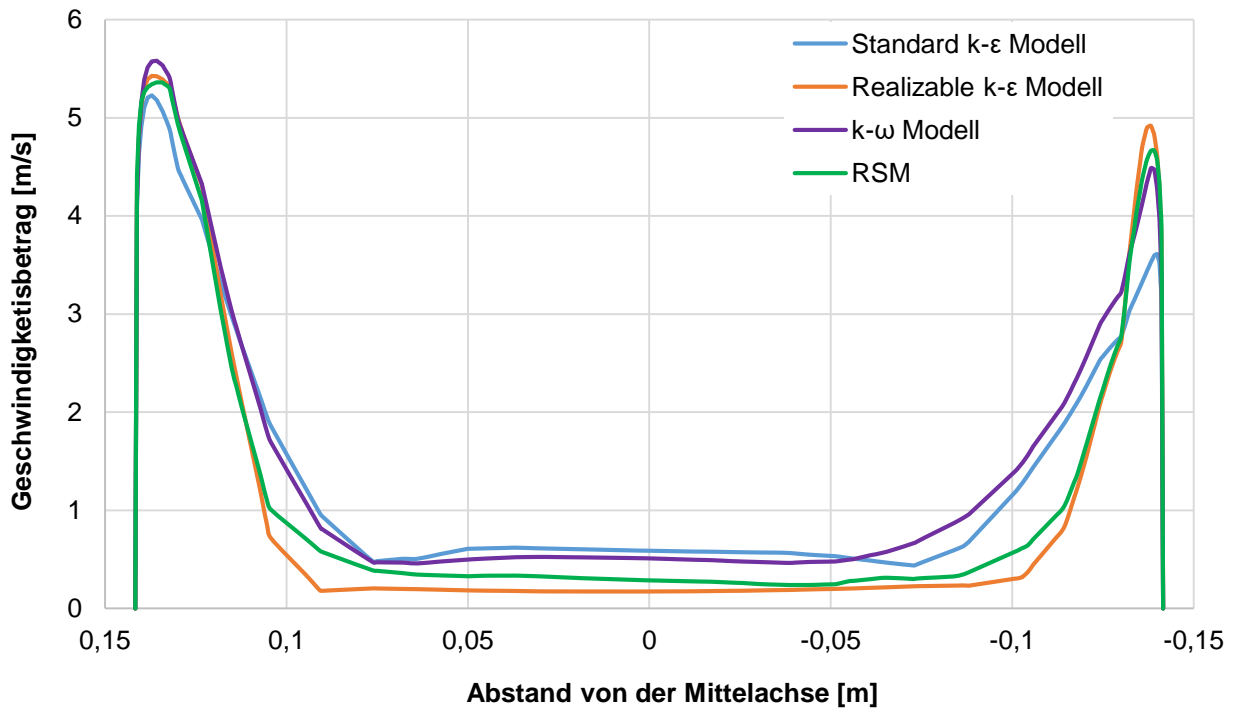


Abbildung 4.13 Geschwindigkeitsverläufe der verwendeten Turbulenzmodelle

Das Realizable k- ϵ Modell wurde auf Basis der durchgeführten Simulationen und aufgrund der, in Kapitel 3.2.4 beschriebenen Eigenschaften, als passendes Turbulenzmodell für die Berechnung der Strömung im Zyklon ausgewählt. Für eine genauere Betrachtung der Strömung im Zyklon wäre eine Large-Eddy-Simulationen (LES) erforderlich. Das Ziel dieser Arbeit war es, die Tendenzen der Abscheideraten basierend auf unterschiedlichen Parametern und Geometrien zu ermitteln. Aufgrund der hohen Anzahl an Simulationen würde eine LES den zeitlichen Rahmen überschreiten.

5 MEHRPHASIGE CFD SIMULATION DES ZYKLONS

Aufbauend auf den Erkenntnissen aus den einphasigen Simulationen, wurden Mehrphasensimulationen mit unterschiedlichen Geometrien und mit unterschiedlichen Parametern simuliert, und anschließend miteinander verglichen. Bei einem Wasser-Dampfgemisch bestehen beide Phasen aus derselben Komponente, besitzen aber unterschiedliche Aggregatzustände (flüssig und dampfförmig). Die Zweiphasenströmung wurde in eine kontinuierliche und eine disperse Phase unterteilt. Überwiegt der Flüssigkeitsgehalt über dem Dampfgehalt, sind Blasen zu beobachten und man spricht von einer Blasenströmung, bei der die flüssige Phase kontinuierlich und die dampfförmige Phase dispers ist.

Der Dampfvolumenteil bei den durchgeführten Simulationen war abhängig von den Strömungsparametern und lag im Bereich zwischen 38 und 74 Vol.%. Die Strömung im Zyklon wurde aufgrund der besseren Vergleichbarkeit auch für Varianten, bei denen der Dampfvolumenteil größer als der Wasservolumenanteil ist, als Blasenströmung betrachtet. Somit konnte für alle Varianten das gleiche Modell verwendet werden.

Um die Strömung im Zyklon unter Einhaltung akzeptabler Rechenzeiten möglichst realitätsnah zu beschreiben, wurden folgende Annahmen getroffen:

- Konstante Temperatur
- Kein Massentransfer zwischen den beiden Phasen
- Kugelförmige Blasenform mit konstantem Durchmesser

5.1 Ermittlung der Randbedingungen

In Abhängigkeit von den Parametern der vorgegebenen Varianten, wurden der Dampfblasendurchmesser und folgende Randbedingungen berechnet:

- die Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon
- der Dampfvolumenteil des einströmenden Massenstroms
- Betriebsdruck

Die Stellen, an denen die Randbedingungen gelten, sind in Abbildung 5.1 farbig markiert.

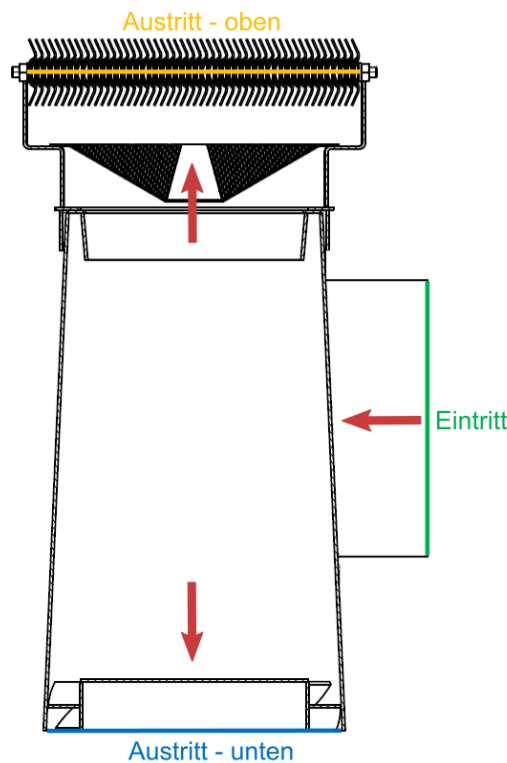


Abbildung 5.1 vereinfachte Zyklongeometrie

In Tabelle 5.1 sind auf der linken Seite die vorgegebenen Strömungsparameter für jede Simulationsvariante und auf der rechten Seite die daraus ermittelten Randbedingungen dargestellt. Wie bereits erwähnt, wurde bei den Varianten 1-3 der Druck p in der Dampftrichter und im Zyklon, bei den Varianten 4-6 die Dampfziffer x des einströmenden Gemisches und bei den Varianten 7-9 der einströmende Gesamtmassenstrom \dot{m}_{Gesamt} erhöht. Bei den Varianten 10-11 lag der Unterschied in der Füllstandshöhe h in der Dampftrichter. Die Füllstandshöhe reichte im Normalfall (0 mm) bis zur Mitte der Eintrittsfläche des Zyklons. Aus der Füllstandshöhe resultierte der Gegendruck am unteren Austritt aus dem Zyklon.

vorgegeben							berechnet				
Bezeichnung	Dampfziffer [Gew.%]	Massenstrom Gesamt [kg/s]	Massenstrom Dampf [kg/s]	Druck [bar]	Füllstands- höhe [mm]	Eintritts- geschwindigkeit [m/s]	Volumenanteil Dampf [%]	Gegendruck Austritt Unten [Pa]	Gegendruck Austritt Oben [Pa]	Dampfblasen- durchmesser [mm]	
Δp	v1	5	20	1	30	0	5.3	74	2483	0.0	1.8
	v2	5	20	1	70	0	3.1	51	2235	0.0	1.5
	v3	5	20	1	100	0	2.7	39	2080	0.0	1.3
Δx	v4	3	20	0.6	70	0	2.5	38	2235	0.0	1.5
	v5	5	20	1	70	0	3.1	51	2235	0.0	1.5
	v6	10	20	2	70	0	4.6	69	2235	0.0	1.5
$\Delta \dot{m}$	v7	5	10	0.5	70	0	1.6	51	2235	0.0	1.5
	v8	5	20	1	70	0	3.1	51	2235	0.0	1.5
	v9	5	30	1.5	70	0	4.7	51	2235	0.0	1.5
Δh	v10	5	20	1	70	+200	3.1	51	3686	0.0	1.5
	v11	5	20	1	70	-200	3.1	51	783	0.0	1.5

Tabelle 5.1 Übersicht der einzelnen Varianten inklusive Randbedingungen

Die Vorgangsweise zur Berechnung der Randbedingungen wird im Folgenden, anhand der Variante 2, genauer beschrieben.

Der Druck p in der Dampftrommel und im Zyklon betrug 70 bar . Der, in den Zyklon einströmende Massenstrom des Wasser-Dampfgemisches \dot{m}_{Gesamt} , betrug 20 kg/s . Die Dampfziffer x des einströmenden Gemisches betrug $0,05$ und die Füllstandshöhe war mit 0 mm vorgegeben, der Wasserstand reichte somit bis zur Mitte der Eintrittsfläche des Zyklons. Da sich das Wasser-Dampfgemisch im Sättigungszustand befindet, liegen gesättigte Flüssigkeit und gesättigter Dampf gleichzeitig vor.

Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon

Das spezifische Volumen des flüssigen Wassers v' an der Siedelinie ($x = 0$) und das spezifische Volumen v'' des Dampfes an der Sattdampfkurve ($x = 1$) wurden mithilfe der Drucktafel „International Steam Tables“ ermittelt [6].

$$v' = 0,001352 \left[\frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right] \quad v'' = 0,02738 \left[\frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right]$$

Um die Dichte des Gemischs zu berechnen, wurde mit der Gleichung (5.1) das spezifische Volumen des Gemisches mithilfe der Dampfziffer x und den spezifischen Volumina der beiden Phasen berechnet und anschließend davon der Kehrwert gebildet.

$$v_{\text{Gemisch}} = v' + x \cdot (v'' - v') = 0,00265 \left[\frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \right] \quad (5.1)$$

Die Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon wurde mit der Gleichung (5.2) berechnet und ergab sich aus dem Produkt vom Gesamtmassenstrom \dot{m}_{Gesamt} und dem spezifischen Volumen des Gemisches v_G , dividiert durch die Eintrittsfläche in den Zyklon A_E .

$$u = \frac{\dot{m}_{\text{Gesamt}} \cdot v_{\text{Gemisch}}}{A_E} = 3,108 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] \quad (5.2)$$

Dampfvolumenanteil des einströmenden Massenstroms

Die Dichte der jeweiligen Phase ρ_i entspricht dem Kehrwert des spezifischen Volumens der jeweiligen Phase. Mit den Gleichungen (5.3) und (5.4) wurde der Volumenstrom des Wassers \dot{V}_{Wasser} und der Volumenstrom des Dampfes \dot{V}_{Dampf} berechnet.

$$\dot{V}_{Wasser} = \frac{\dot{m}_{Wasser}}{\rho_{Wasser}} = 0,0257 \left[\frac{m^3}{s} \right] \quad (5.3)$$

$$\dot{V}_{Dampf} = \frac{\dot{m}_{Dampf}}{\rho_{Dampf}} = 0,0274 \left[\frac{m^3}{s} \right] \quad (5.4)$$

Der Dampfvolumenanteil α_{Dampf} wurde, wie in Gleichung (5.5) angegeben, durch die Division des Dampfvolumenstroms mit dem Gesamtvolumenstrom berechnet.

$$\alpha_{Dampf} = \frac{\dot{V}_{Dampf}}{\dot{V}_{Dampf} + \dot{V}_{Wasser}} = 0,516 \quad (5.5)$$

Gegendruck am unteren Austritt aus dem Zyklon

Im Normalfall reichte die Füllstandshöhe bis zur Mitte der Eintrittsfläche des Zyklons. Dabei wurde angenommen, dass die Füllstandshöhe während des Betriebs konstant bleibt. Der statische Druck kann durch die Höhe der Wassersäule H zwischen dem Wasserspiegel und dem unteren Austritt aus dem Zyklon berechnet werden. Als Dichte wurde die Dichte von Wasser bei der jeweiligen Sättigungstemperatur verwendet.

$$p_u = \rho_{Wasser} \cdot g \cdot H = 739,7 \cdot 9,81 \cdot 0,308 = 2235 [Pa] \quad (5.6)$$

Druck am oberen Austritt aus dem Zyklon

Der Druck am oberen Austritt aus dem Zyklon entspricht, je nach Variante, dem Betriebsdruck von 30, 70 bzw. 100 bar.

Der **Dampfblasendurchmesser** wurde mit Gleichung (5.7) berechnet. Eine detailliertere Beschreibung dazu ist in Kapitel 3.5.5 angeführt.

$$d_A = 0,0149 \cdot \beta \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} = 0,0149 \cdot 45^\circ \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 0,0176}{9,81 \cdot (739,1 - 36,5)}} = 0,0015 m \quad (5.7)$$

5.2 Setup der Simulationen

Als Solver wurde der druckbasierte Löser ausgewählt und für die Druck-Geschwindigkeitskoppelung wurde das „Coupled“ Verfahren verwendet. Euler-Euler Mehrphasensimulationen können nur mit diesem Löser gelöst werden. Der dichtebasierende Löser ist dagegen für hochkompressible Strömungen sowie für Überschallströmungen geeignet.

Um die Oberflächenwerte einer Zelle aus den Werten der Zelle und den Nachbarzellen zu ermitteln, stehen verschiedene Interpolationsmethoden zur Verfügung. Die zur Diskretisierung verwendeten Interpolationsmethoden sind in Tabelle 5.2 angegeben.

Pressure-Velocity Coupling	
Scheme	Coupled
Spatial Discretization	
Gradient	Least Squares Cell Based
Momentum	QUICK
Volume Fraction	QUICK
Turbulent Kinetic Energy	QUICK
Turbulent Dissipation Rate	QUICK

Tabelle 5.2 Druck-Geschwindigkeitskopplung und räumliche Diskretisierung

In Tabelle 5.3 sind die verwendete Courant-Zahl und die Relaxationsfaktoren angeführt.

Flow Courant Number	
	1
Explicit Relaxation Factors	
Momentum	0.4
Pressure	0.5
Under-Relaxation Factors	
Density	1
Body Forces	1
Volume Fraction	0.3
Turbulent Kinetic Energy	0.7
Turbulent Dissipation Rate	0.7
Turbulent Viscosity	0.8

Tabelle 5.3 Courant-Zahl und Relaxationsfaktoren

5.3 Simulationsergebnisse Ist-Stand

Auf den folgenden Seiten werden die Ergebnisse der Mehrphasensimulationen, die mit verschiedenen Geometrien und unterschiedlichen Varianten durchgeführt wurden, erläutert. Mithilfe der Kennzahlen Dampfziffer, Dampfanteil und Wasseranteil wurde die Qualität des nach oben ausströmenden Dampfgemisches beurteilt.

Die **Dampfziffer** ist das Verhältnis von dem nach oben ausströmenden Dampfmassenstrom zu dem nach oben ausströmenden Gesamtmassenstrom und wird mit Gleichung (5.8) berechnet. Der Gesamtmassenstrom setzt sich aus dem Dampfmassenstrom und dem Wassermassenstrom zusammen. Durch die Multiplikation des Verhältnisses mit hundert, ergibt sich die Dampfziffer in Prozent. Bei einer Dampfziffer von 100 % besteht der nach oben ausströmende Gesamtmassenstrom nur aus Dampf und der Anteil von flüssigem Wasser ist Null.

$$Dampfziffer [\%] = \frac{\dot{m}_{Dampf\ Austritt-oben}}{\dot{m}_{Gesamt\ Austritt-oben}} \cdot 100 \quad (5.8)$$

Der **Dampfanteil** ist das Verhältnis von dem nach oben ausströmendem Dampfmassenstrom zu dem in den Zyklon einströmenden Dampfmassenstrom und wird mit Gleichung (5.9) berechnet.

Bei einem Dampfanteil von 100 % verlässt der gesamte, in den Zyklon einströmende Dampfmassenstrom, den Zyklon nach oben.

$$\text{Dampfanteil [\%]} = \frac{\dot{m}_{\text{Dampf Austritt-oben}}}{\dot{m}_{\text{Dampf Eintritt}}} \cdot 100 \quad (5.9)$$

Der **Wasseranteil** ist das Verhältnis von dem nach oben ausströmendem Wassermassenstrom zu dem in den Zyklon einströmenden Wassermassenstrom und wird mit Gleichung (5.10) berechnet. Bei einem Wasseranteil von 100 % verlässt der gesamte, in den Zyklon einströmende Wassermassenstrom, den Zyklon nach oben.

$$\text{Wasseranteil [\%]} = \frac{\dot{m}_{\text{Wasser Austritt-oben}}}{\dot{m}_{\text{Wasser Eintritt}}} \cdot 100 \quad (5.10)$$

5.3.1 Ergebnisse der Standardgeometrie

Die Standardgeometrie ist in Abbildung 5.2 dargestellt und besteht aus den Schaufeln, dem Konus, dem unteren Abscheider und dem oberen Abscheider. Diese Zyklongeometrie entspricht dem zurzeit von der Firma Bertsch verwendeten Zyklon, und diente deshalb zur Ermittlung des Ist-Standes.

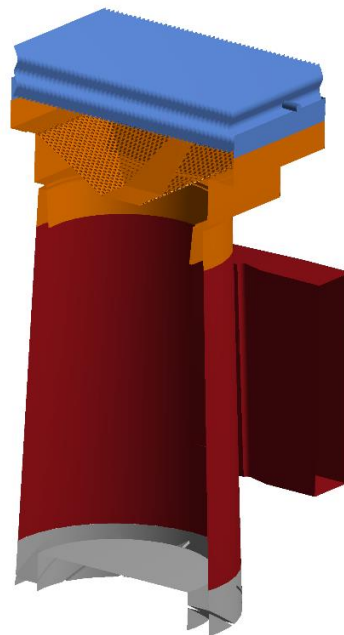


Abbildung 5.2 Standardgeometrie des Zyklons

In Abbildung 5.3 sind auf der Abszisse die einzelnen Varianten und auf der Ordinate die Dampfziffer zu den Varianten in Prozent dargestellt. Im oberen Bereich des Diagrammes ist angeführt, wie sich die Varianten bezüglich dem Druck p in der Dampftrommel, der Dampfziffer x des einströmenden Gemisches, dem Massenstrom des einströmenden Gemisches \dot{m} und der Füllstandshöhe h in der Trommel unterscheiden. In Tabelle 5.1 sind die Unterschiede der einzelnen Varianten detaillierter angeführt.

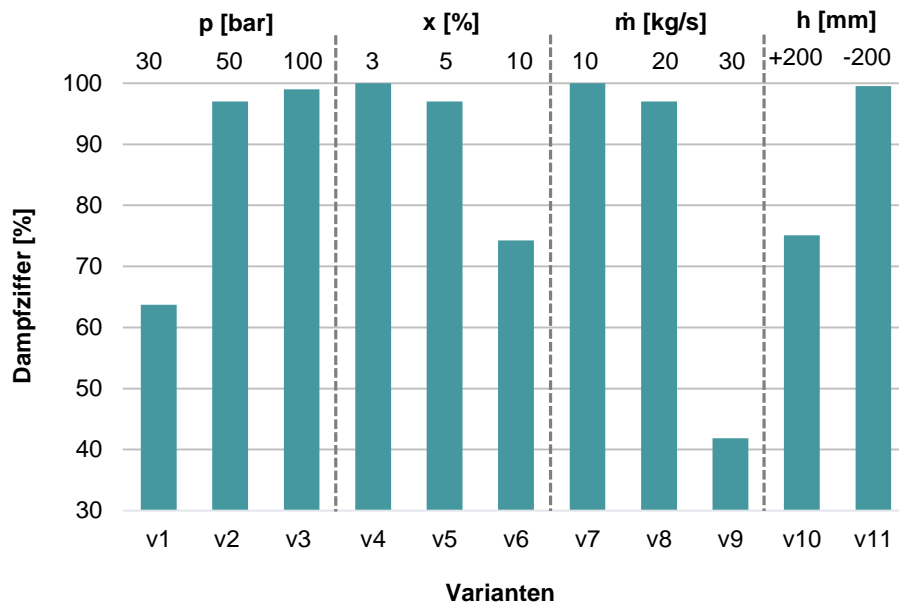


Abbildung 5.3 Standardgeometrie – Dampfziffern

In Abbildung 5.4 sind auf der Abszisse die einzelnen Varianten aufgetragen. Die linke Ordinate entspricht dem Dampfanteil in Prozent und die rechte Ordinate dem Wasseranteil in Prozent. Im oberen Bereich des Diagrammes ist wieder angegeben, wie sich die Varianten bezüglich dem Druck p in der Dampftrommel, der Dampfziffer x des einströmenden Gemisches, dem Massenstrom \dot{m} des einströmenden Gemisches und der Füllstandshöhe h in der Trommel unterscheiden.

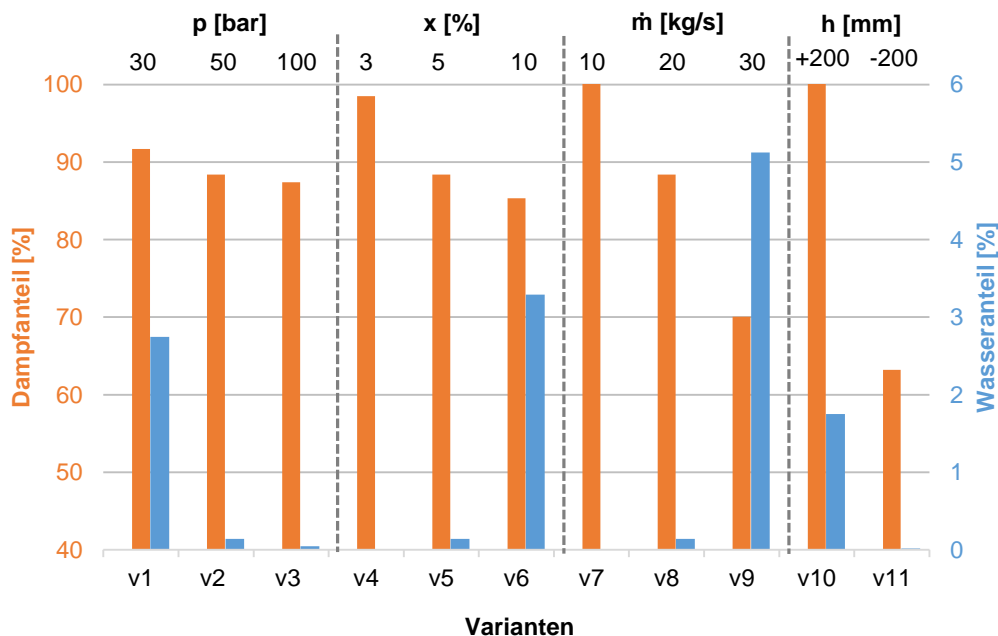


Abbildung 5.4 Standardgeometrie – Dampf- und Wasseranteile

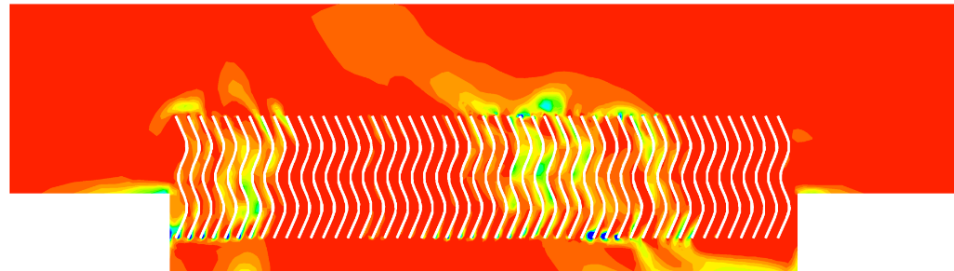
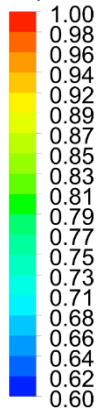
a) Variation des Drucks p (v1 – v3)

Bei den Varianten 1 bis 3 wurde der Druck in der Dampftrommel von 30 auf 70 und schlussendlich auf 100 bar erhöht. Durch die Druckerhöhung auf 100 bar konnte im Vergleich zur Variante 1 die Dampfziffer um 35 % erhöht werden. Durch die Erhöhung des Druckes hat sich die Dichte des

einströmenden Gemisches verdoppelt. Um bei doppelter Dichte des einströmenden Gemisches den gleichen Massenstrom zu erhalten, halbierte sich die Eintrittsgeschwindigkeit von $5,2 \text{ m/s}$ (Variante 1) auf $2,6 \text{ m/s}$ (Variante 3). Das Diagramm in Abbildung 5.4 zeigt, dass sich der Wasseranteil durch die Verringerung der Eintrittsgeschwindigkeit von ca. 3 % (Variante 1) auf nahezu 0 % (Variante 3) verringert hat.

Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6 verdeutlichen, wie sich die unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeiten auf den Dampfvolumenanteil am oberen Austritt aus dem Zyklon auswirken. Rot entspricht einem Dampfvolumenanteil von 100 % und Blau einem Dampfvolumenanteil von 60 %. Bei der Variante 1, bei der die Eintrittsgeschwindigkeit $5,2 \text{ m/s}$ betrug, ist der Bereich mit einem kleineren Dampfanteil als 100 % stärker ausgeprägt, als bei der Variante 3 mit einer Eintrittsgeschwindigkeit von $2,6 \text{ m/s}$. Dem zu Folge verschlechterte sich der Trenngrad des Zyklons bei einer zu hohen Eintrittsgeschwindigkeit, und die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches verringerte sich.

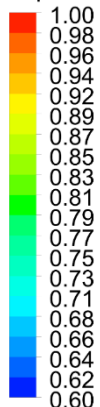
Vapor. Volume Fraction



Variante 1 - Eintrittsgeschwindigkeit = $5,2 \text{ m/s}$

Abbildung 5.5 Variante 1 – Dampfvolumenanteil

Vapor. Volume Fraction



Variante 3 - Eintrittsgeschwindigkeit = $2,6 \text{ m/s}$

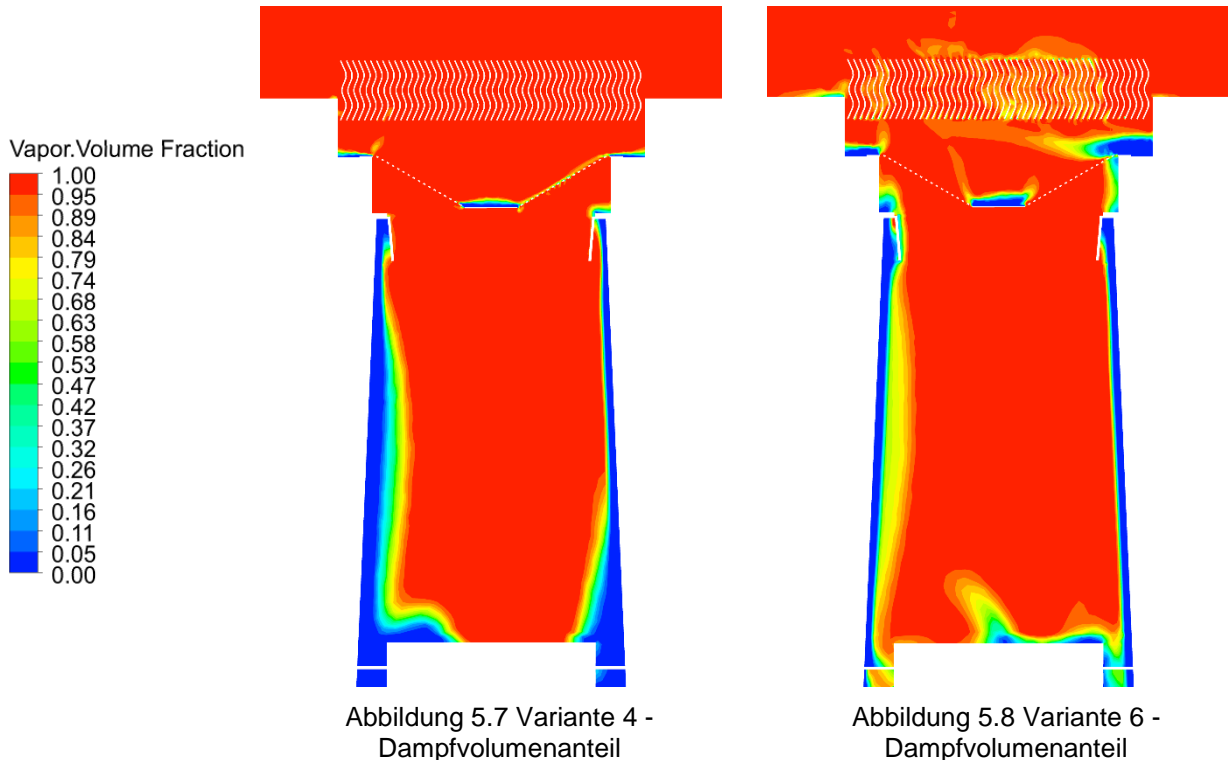
Abbildung 5.6 Variante 3 - Dampfvolumenanteil

b) Variation der Dampfziffer x ($v_4 - v_6$)

Die Varianten 4, 5 und 6 unterschieden sich in der Dampfziffer und somit auch im Dampfmassenstrom des einströmenden Gemisches. Damit der Gesamtmassenstrom bei diesen drei Varianten identisch ist, erhöhte sich durch die steigende Dampfziffer des einströmenden

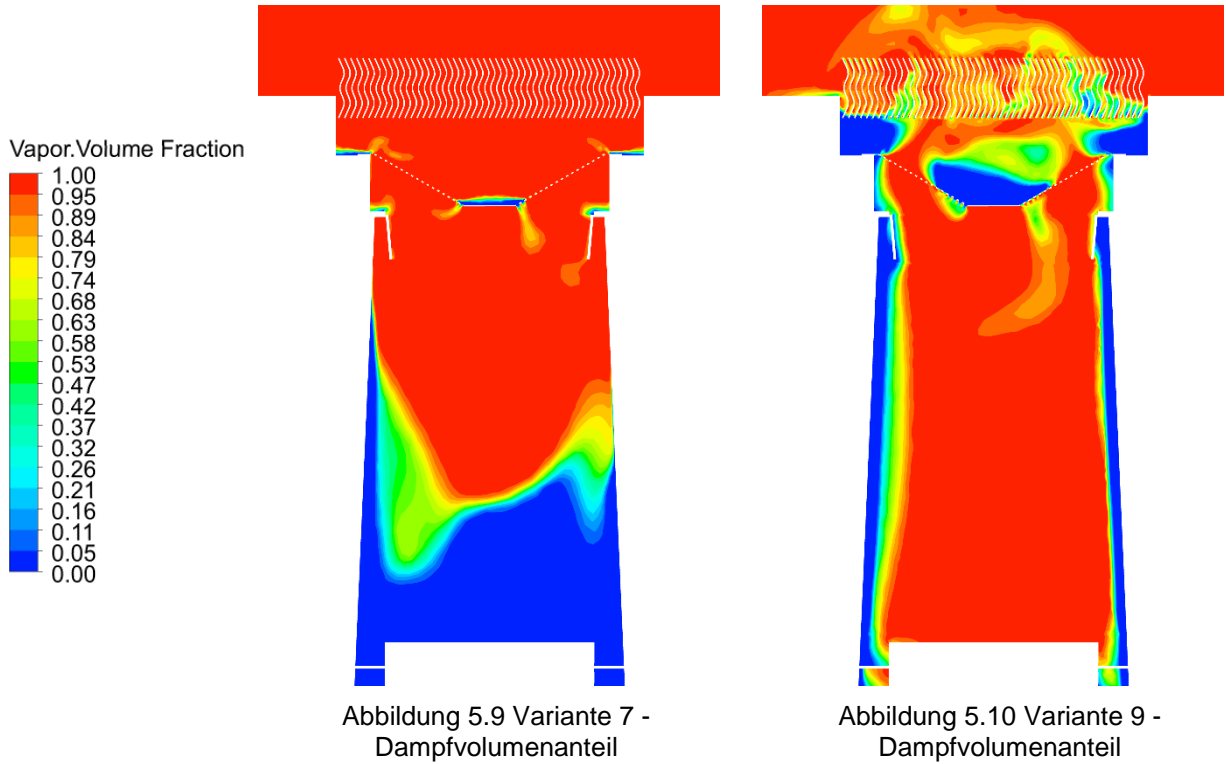
Gemisches, die Geschwindigkeit von 2,5 m/s (Variante 4) auf 4,6 m/s (Variante 6). Die Diagramme in Abbildung 5.3 und

Abbildung 5.4 zeigen, dass sich durch die Erhöhung der einströmenden Dampfziffer, die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches von 100 % (Variante 4) auf 74 %-Punkte (Variante 6) verringerte. Der Wasseranteil des nach oben ausströmenden Wasser-Dampfgemisches erhöhte sich von der Variante 4 zur Variante 6 um 3 %. In der Abbildung 5.7 und der Abbildung 5.8 entsprechen die roten Bereiche einem Dampfvolumenteil von 100 % und die blauen Bereiche einem Wasseranteil von 100 %. Die Abbildungen zeigen, dass der Wasseranteil im Bereich der Lamellen bei der Variante 6 größer als bei der Variante 4 ist.

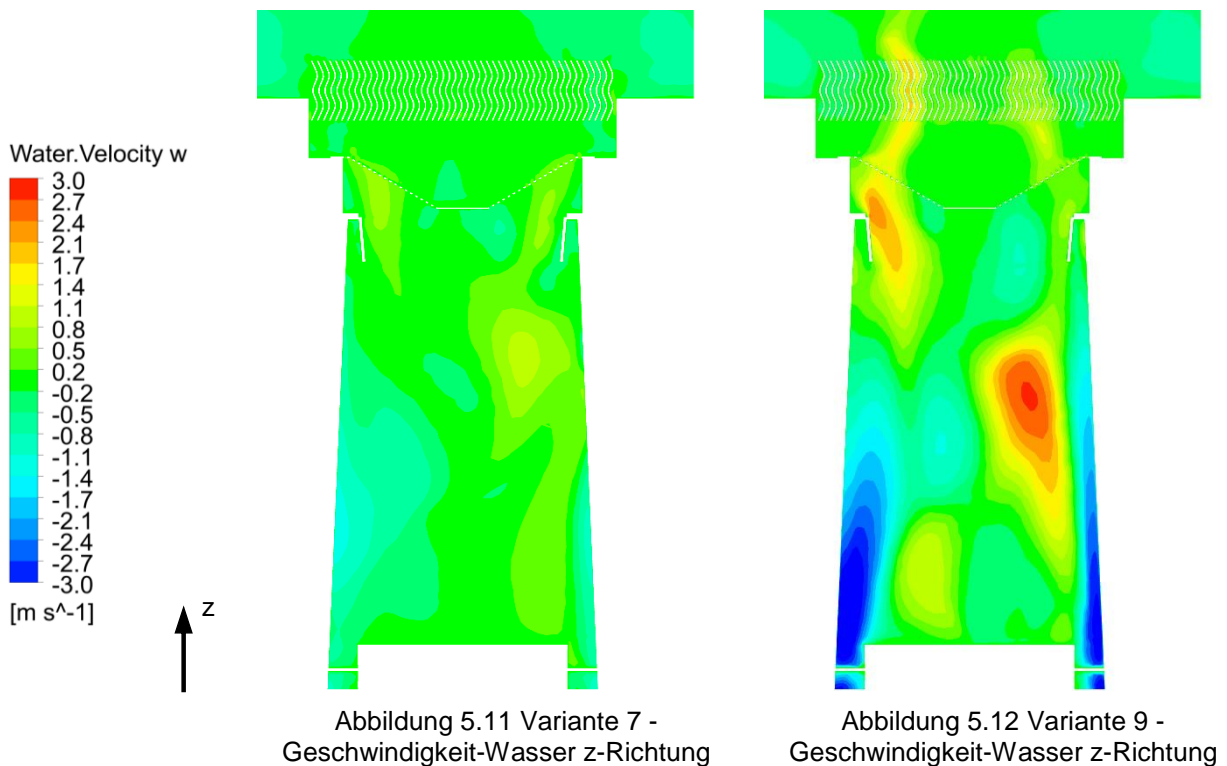


c) Variation des Gesamtmassenstromes \dot{m}_{Gesamt} (v7 – v9)

Die Varianten 7, 8 und 9 unterschieden sich in der Größe des einströmenden Gesamtmassenstromes und somit ebenfalls in der Eintrittsgeschwindigkeit. Bei einer hohen Eintrittsgeschwindigkeit, wie in Variante 9 (4,6 m/s), strömte das Wasser-Dampfgemisch mit einem höheren Wasseranteil als bei der Variante 7 (1,6 m/s), nach oben aus dem Zyklon aus. Daraus ergab sich eine Verringerung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches gegenüber der Variante 7 um nahezu 60 %-Punkte. In der Abbildung 5.9 und der Abbildung 5.10 entsprechen die roten Bereiche einem Dampfvolumenteil von 100 % und die blauen Bereiche einem Dampfvolumenteil von 0 %. Die Abbildungen zeigen, dass sich bei der Variante 9, im Gegensatz zur Variante 7, im oberen Bereich des Zyklons ein höherer Wasseranteil befindet. Die Phasentrennung funktionierte somit bei einem einströmenden Massenstrom von 10 kg/s (Variante 7) deutlich besser als bei einem einströmenden Massenstrom von 30 kg/s (Variante 9).



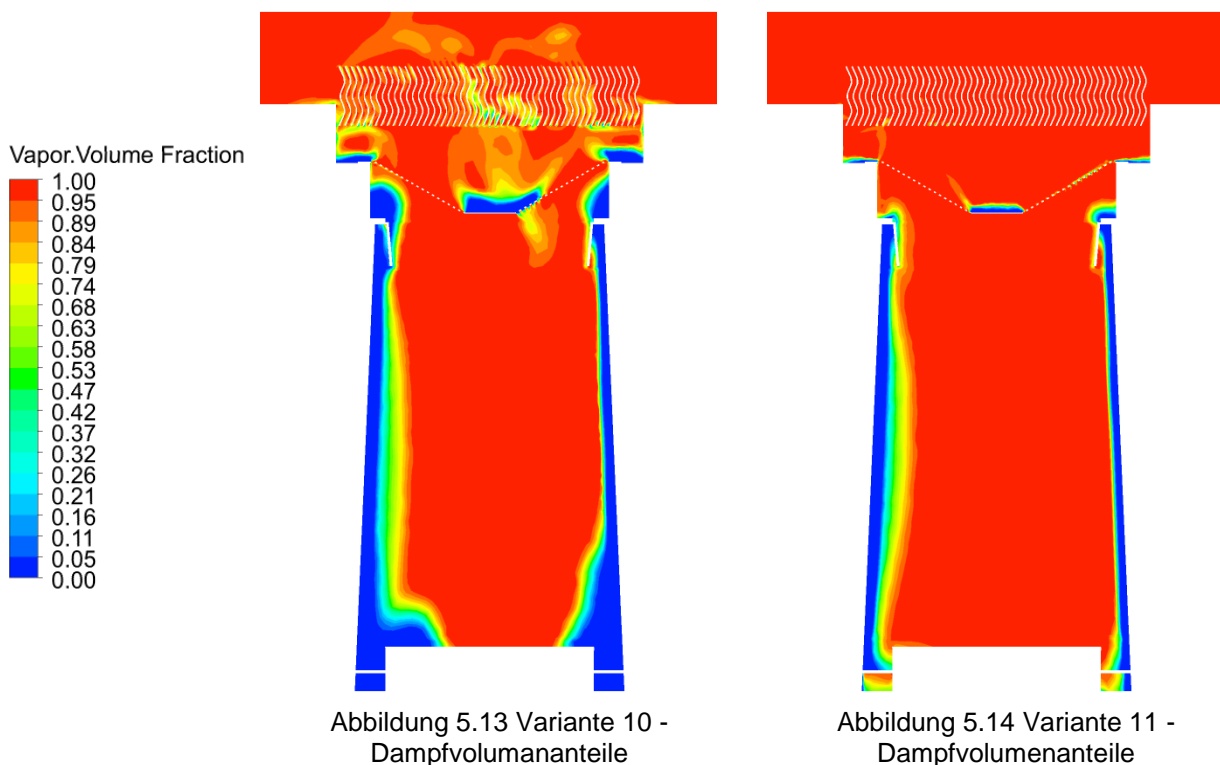
In der Abbildung 5.11 ist die Geschwindigkeit des Wasser in z-Richtung für die Variante 7 und in Abbildung 5.12 für die Variante 9 dargestellt. Bei der Variante 7 (Eintrittsgeschwindigkeit = 1,5 m/s) liegt die Geschwindigkeit im Bereich von -1,5 m/s bis 1 m/s. Bei der Variante 9 (Eintrittsgeschwindigkeit = 4,6 m/s) werden Geschwindigkeiten von -4 m/s bis 3 m/s erreicht. Bei der Variante 9 strömt durch die höhere Geschwindigkeit in z-Richtung ein größerer Wassermassenstrom nach oben aus dem Zyklon aus.



d) Variation der Füllstandshöhe h (v10 – v11)

Die Varianten 10 und 11 entsprachen, mit Ausnahme der Füllstandshöhe, der Variante 2. Bei der Variante 10 wurde im Vergleich zur Variante 2 die Füllstandshöhe in der Trommel um 200 mm erhöht und bei der Variante 11 um 200 mm verringert.

Die Erhöhung der Füllstandshöhe bewirkte einen Anstieg des Gegendrucks am unteren Zyklonaustritt. Abbildung 5.13 zeigt, dass durch den höheren Gegendruck das Wasser-Niveau im Zyklon anstieg und der Anteil von flüssigem Wasser im Zyklon erhöht wurde. Aufgrund des höheren Gegendrucks strömte weniger Wasser und weniger Dampf aus dem Zyklon nach unten aus. Der gesamte einströmende Dampfmassenstrom sowie 2% des einströmenden Wassermassenstromes verließen den Zyklon nach oben. Der höhere Wasseranteil des nach oben ausströmenden Gemisches bewirkte im Vergleich zur Variante 2 eine Verkleinerung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches um 22% -Punkte.



In Abbildung 5.14 (Variante 11) ist der Dampfvolumenanteil bei verringerter Füllstandshöhe (geringerer Gegendruck) dargestellt. Das Wasser-Niveau im Zyklon sank und deshalb strömte nicht nur Wasser, sondern auch Dampf nach unten aus dem Zyklon aus. Wie in der Abbildung 5.4 ersichtlich, strömt bei der Variante 11 ein geringerer Dampfmassenstrom als bei Variante 2 bzw. Variante 10 nach oben aus dem Zyklon aus. Da jedoch das gesamte flüssige Wasser nach unten aus dem Zyklon ausströmte, betrug die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches fast 100% .

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Dampfziffer und somit die Dampfqualität von allen simulierten Varianten stark von der Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon und von der Füllstandshöhe in der Dampftrommel abhing. Die Variantenrechnung hat gezeigt, dass mit der Standardgeometrie keine größeren Massenströme bzw. Eintrittsgeschwindigkeiten effizient verarbeitet werden konnten.

5.4 Ergebnisse der Geometrieoptimierungen

Die Geometrieoptimierungen wurden aufbauend auf den Ergebnissen der Standardgeometrie (Kapitel 5.3.1) durchgeführt. Die Optimierungen wurden so gewählt, dass sie auch in der Praxis, ohne übermäßigen zeitlichen und finanziellen Aufwand, durchführbar sind. Das Ziel der Geometrieoptimierungen war, die Effizienz der Zyklone, sprich die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches zu erhöhen. Um den zeitlichen Aufwand in Grenzen zu halten, wurden die Geometrieoptimierungen nicht mit allen Varianten, sondern mit der Variante 2, der Variante 6 und mit der Variante 9 durchgeführt. In Tabelle 5.4 sind die Randbedingungen dieser drei Varianten angeführt.

Bezeichnung	Dampfziffer [Gew.%]	Massenstrom Gesamt [kg/s]	Massenstrom Dampf [kg/s]	Druck [bar]	Füllstands- höhe [mm]	Eintritts- geschwindigkeit [m/s]	Volumenanteil Dampf [%]	Gegendruck Austritt Unten [Pa]
Variante 2	5	20	1	70	0	3.1	52	2235
Variante 6	10	20	2	70	0	4.6	69	2235
Variante 9	5	30	1.5	70	0	4.7	52	2235

Tabelle 5.4 Varianten, mit denen die Geometrieoptimierungen simuliert wurden

In Abbildung 5.15 sind nochmals die Dampfziffern der Variante 2, 6 und 9, die sich aus der Simulation mit der Standardgeometrie ergeben haben, dargestellt. Bei der Variante 6 und vor allem bei der Variante 9, führten eine hohe Eintrittsgeschwindigkeit und hohe Massenströme zu einer geringen Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches.

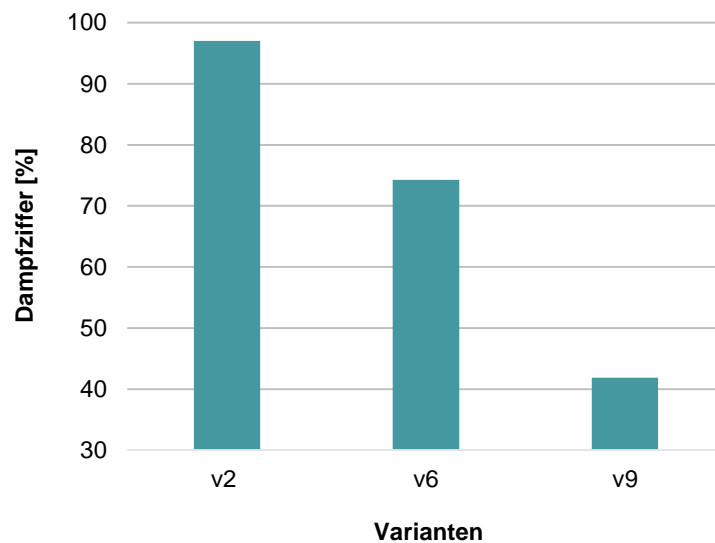


Abbildung 5.15 Dampfziffern - Standardgeometrie

5.4.1 Bohrungen im Lochblech

Die Parameterstudie mit der Standardgeometrie zeigte, dass es im mittleren Bereich des Lochbleches (siehe Markierung in Abbildung 5.16) zu einer Ansammlung von Wasser kommen kann. Die roten Bereiche entsprechen einem Dampfvolumenteil von 100 %, die blauen Bereiche einem Dampfvolumenteil von 0 % und somit reinem flüssigem Wasser. Das angesammelte Wasser wurde von der Strömung in Richtung des oberen Austritts mitgerissen und verschlechterte dadurch die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches.

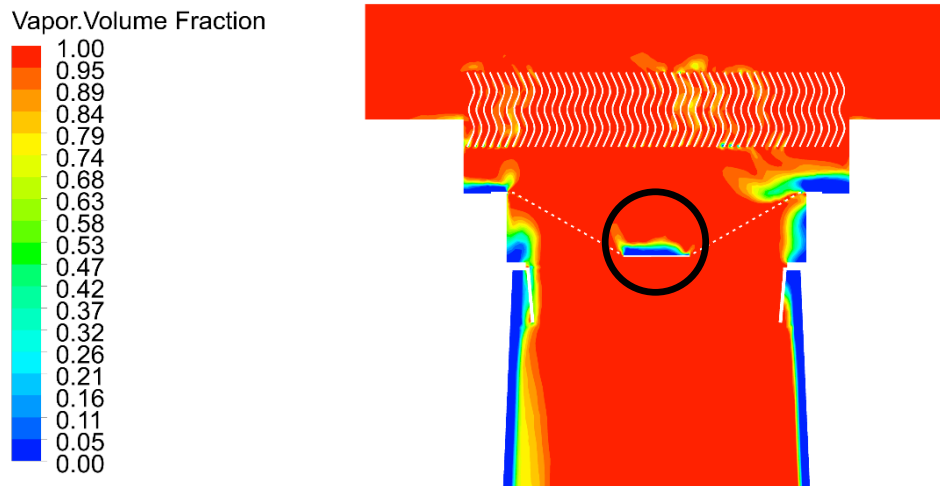


Abbildung 5.16 Variante 1 - Dampfvolumenteil (Wasseransammlung)

In Abbildung 5.17 ist die Dampfgeschwindigkeit in z-Richtung dargestellt. Der rote Bereich entspricht einer Geschwindigkeit von etwa 3,0 m/s und der grüne Bereich etwa 0,5 m/s. Der geschlossene Bereich des Lochbleches stellte ein Hindernis für den in Richtung des oberen Austritts strömenden Dampfes dar.

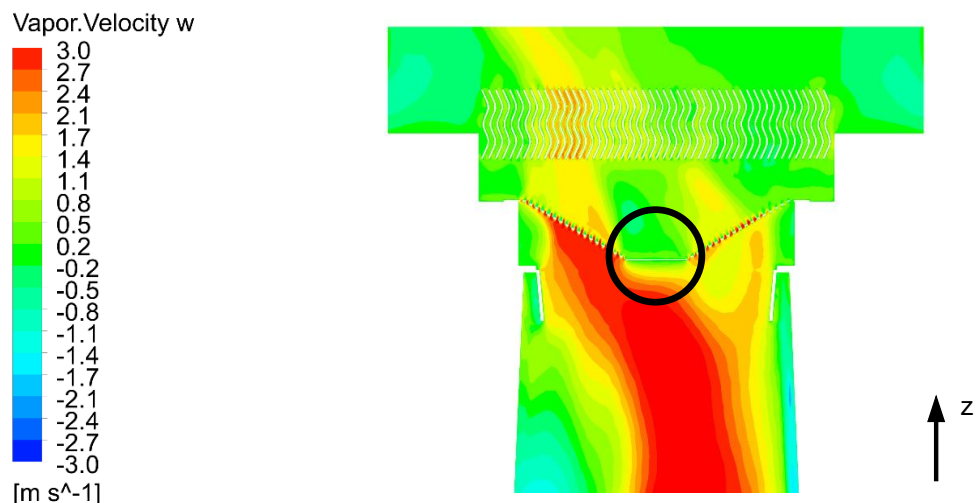


Abbildung 5.17 Variante 1 - Dampfgeschwindigkeit in z-Richtung

In Abbildung 5.18 ist auf der linken Seite das Lochblech der Standardgeometrie und auf der rechten Seite das Lochblech mit zusätzlichen Löchern im Mittelteil dargestellt. Die zusätzlichen Löcher sollen den Widerstand gegen den Dampfaufstieg verringern.

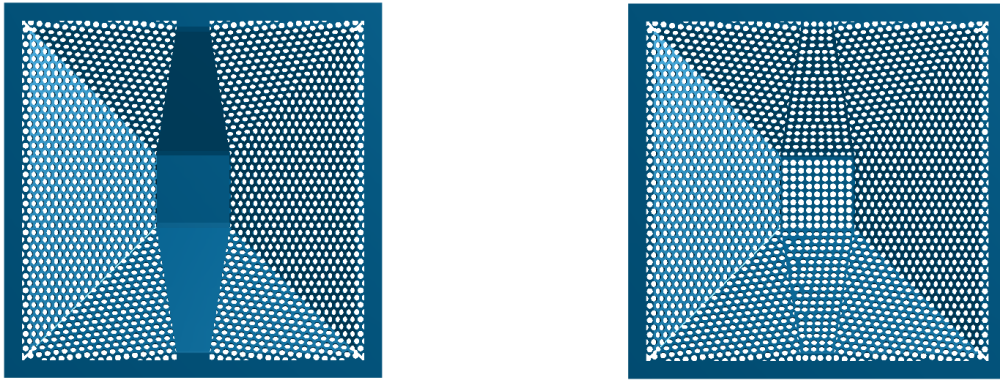


Abbildung 5.18 Lochblech der Standardgeometrie (links) und Lochblech mit zusätzlichen Bohrungen (rechts)

In der Abbildung 5.19 sind die Dampfziffern der Variante 2 und der Variante 6 jeweils für die Standardgeometrie und die Geometrie mit den zusätzlichen Bohrungen im Lochblech dargestellt. Bei der Variante 2 erhöhte sich durch die zusätzlichen Bohrungen die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches um 1 %. Bei der Variante 6 verringerte sich durch die zusätzlichen Bohrungen die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches um 2 %.

In der Abbildung 5.20 sind die nach oben ausströmenden Dampf- und Wassermassenströme der Variante 2 und der Variante 6 jeweils wieder für die Standardgeometrie und die Geometrie mit den zusätzlichen Bohrungen im Lochblech dargestellt. Sowohl bei der Variante 2 als auch bei der Variante 6 führten die zusätzlichen Bohrungen im Lochblech dazu, dass sich der Dampfmassenstrom des nach oben ausströmende Gemisches leicht erhöhte, was auch der Zweck der zusätzlichen Löcher war. Bei der Variante 2 war die Erhöhung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches darauf zurück zu führen, dass sich der Wasseranteil des nach oben ausströmenden Gemisches verkleinerte. Im Gegensatz zur Variante 2 führte das Anbringen von Bohrungen bei der Variante 6 dazu, dass sich der nach oben ausströmende Wasseranteil nicht verringerte, sondern vergrößerte. Durch die höhere Geschwindigkeit, wurden somit mehr Wassertropfen in Richtung des oberen Austritts mitgerissen.

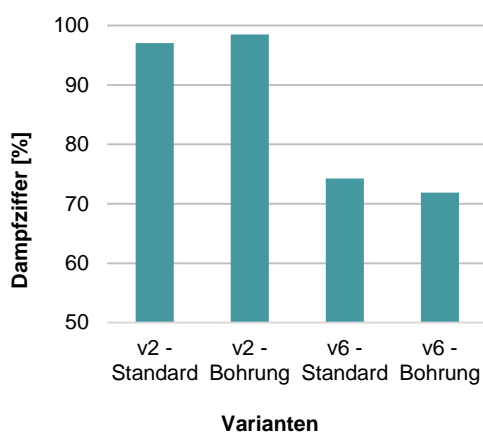


Abbildung 5.19 Dampfziffern

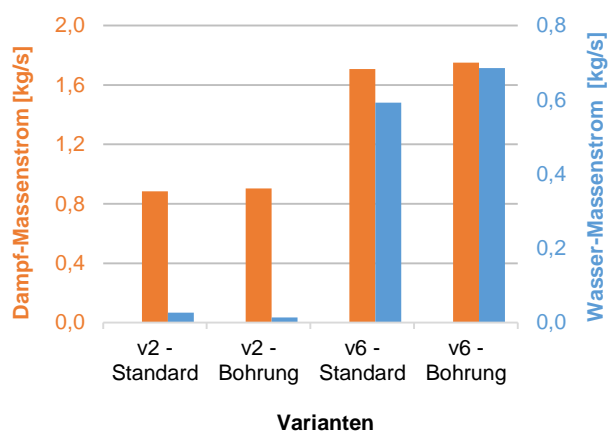


Abbildung 5.20 Dampf- und Wassermassenströme

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die zusätzlichen Bohrungen im Lochblech bei beiden Varianten nur zu sehr geringen Änderungen der Dampfziffer führten. Die Geometrieoptimierungen brachten somit keine nennenswerten Verbesserungen der Wasser-Dampftrennung mit sich.

5.4.2 Vergrößerte Eintrittsfläche

Bei der Standardgeometrie waren Eintrittsgeschwindigkeiten größer als $4,5 \text{ m/s}$ die Ursache für Dampfziffern kleiner als 75 %. Nur bei der Variante 10, führte nicht die erhöhte Eintrittsgeschwindigkeit, sondern die erhöhte Füllstandshöhe in der Dampftrommel zu einer Verkleinerung der Dampfziffer. Um die Eintrittsgeschwindigkeit in den Zyklon zu reduzieren, wurde die Eintrittsfläche in den Zyklon vergrößert. In Abbildung 5.21 sind die Eintrittsflächen maßstabsgetreu dargestellt. Bezogen auf die Eintrittsfläche der Standardgeometrie wurde die Eintrittsfläche bei der Variante „Eintritt 2“ um 23 % und bei der Variante „Eintritt 3“ um 47 % vergrößert.

	Bezeichnung	Eintrittsgeschwindigkeit [m/s]
Variante 2	Standard	3,11
	Eintritt 2	2,52
	Eintritt 3	2,12
Variante 6	Standard	4,63
	Eintritt 2	3,75
	Eintritt 3	3,17

Tabelle 5.5 Eintrittsgeschwindigkeiten

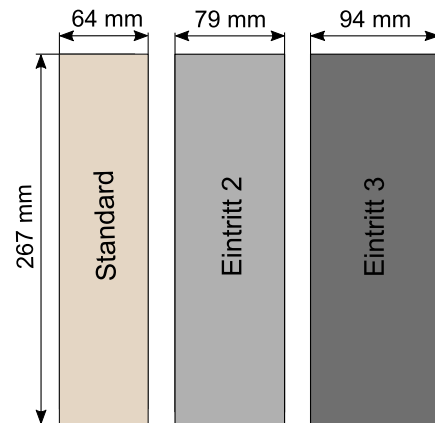


Abbildung 5.21 Eintrittsflächen in den Zyklon

In der Tabelle 5.5 sind die Eintrittsgeschwindigkeiten beider Varianten entsprechend den unterschiedlichen Eintrittsflächen dargestellt. Entsprechend der Vergrößerung der Eintrittsfläche, verringerten sich die Eintrittsgeschwindigkeiten.

a) Variante 2

In Abbildung 5.22 ist die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches über die unterschiedlichen Eintrittsflächen dargestellt. In Abbildung 5.23 ist der nach oben ausströmende Dampfanteil in Orange und der nach oben ausströmende Wasseranteil in Blau über die Eintrittsflächen aufgetragen.

Bei der Variante „Eintritt 2“ erhöhte sich mit dem nach oben ausströmenden Dampfanteil auch der nach oben ausströmende Wasseranteil und die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches blieb unverändert. Bei der Variante „Eintritt 3“ kam es neben der Erhöhung des nach oben ausströmenden Dampfanteils zu einer stärkeren Erhöhung des nach oben ausströmenden Wasseranteils und die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches verringerte sich dadurch um 7 %-Punkte.

5 Mehrphasige CFD Simulation des Zyklons

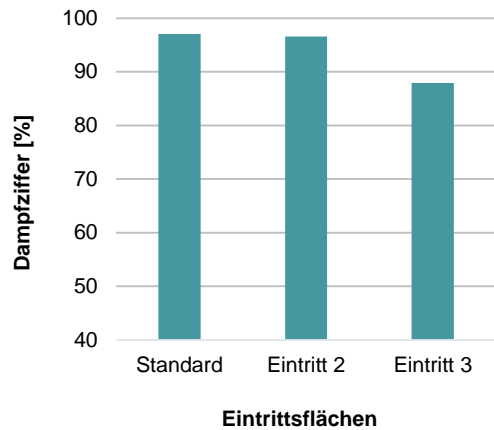


Abbildung 5.22 Variante 2 - Dampfziffern

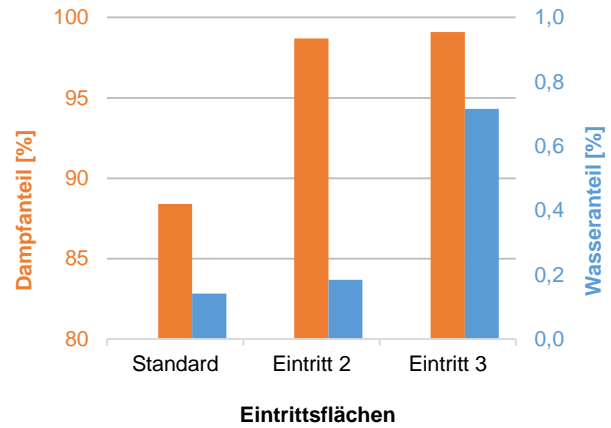


Abbildung 5.23 Variante 2 - Dampf- und Wasseranteile

In der Abbildung 5.24 und der Abbildung 5.25 sind die Dampfvolumentanteile dargestellt. Rot entspricht einem Dampfvolumenteil von 100 % und Blau einem Dampfvolumenteil von 0 %. Bei der Variante in Abbildung 5.24, bei der die Eintrittsfläche gegenüber der Standardgeometrie um 47 % vergrößerte wurde, verschlechterte sich der Trenngrad. Beim Vergleich der beiden Abbildungen kann wieder festgestellt werden, dass sich bei einer geringeren Eintrittsgeschwindigkeit, ein größerer Wasseranteil am oberen Zyklonaustritt befindet.

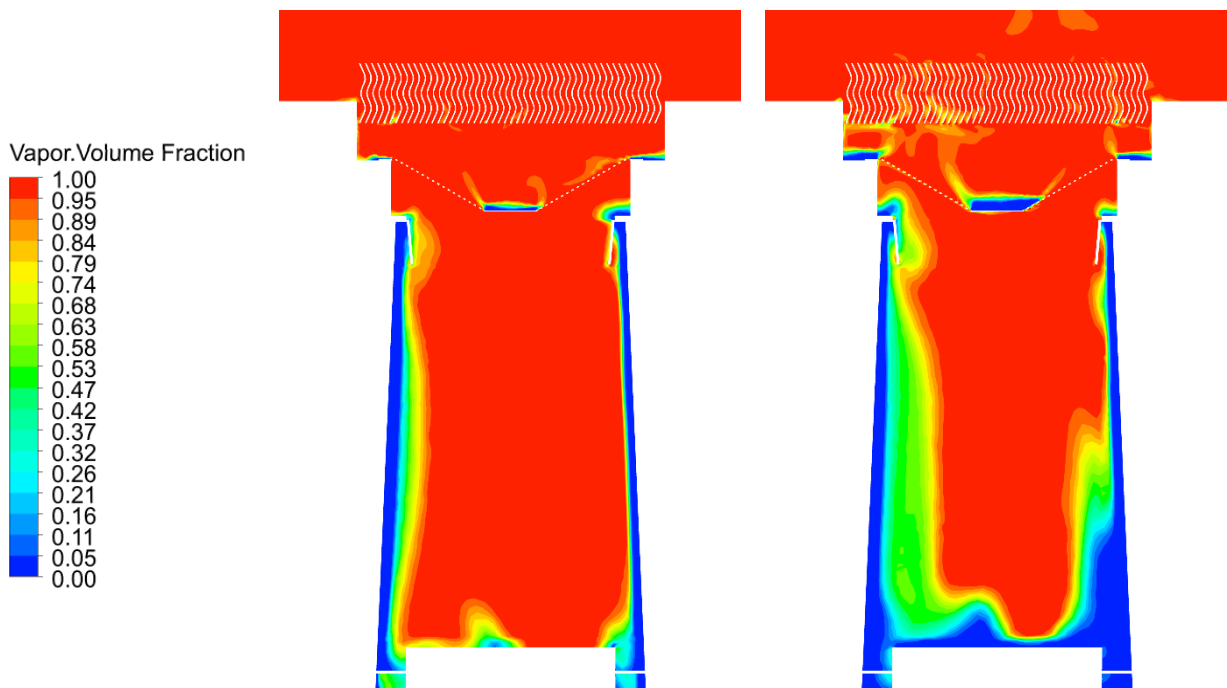


Abbildung 5.24 Variante 2 - Standardgeometrie - Dampfvolumenteil

Abbildung 5.25 Variante 2 - Eintritt 3 - Dampfvolumenteil

b) Variante 6

Die Ergebnisse der Variante 6 sind in der Abbildung 5.26 und der Abbildung 5.27 dargestellt. Bei der Variante 6 erhöhte sich der nach oben ausströmende Dampfanteil, sowohl für den „Eintritt 2“ als auch für den „Eintritt 3“. Bei beiden Varianten erhöhten sich, im Vergleich zur Standardgeometrie, der nach oben ausströmende Dampfanteil und der nach oben ausströmende Wasseranteil. Der erhöhte Wasseranteil des nach oben ausströmenden Gemisches führte zu einer Verringerung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches um 6 %-Punkte.

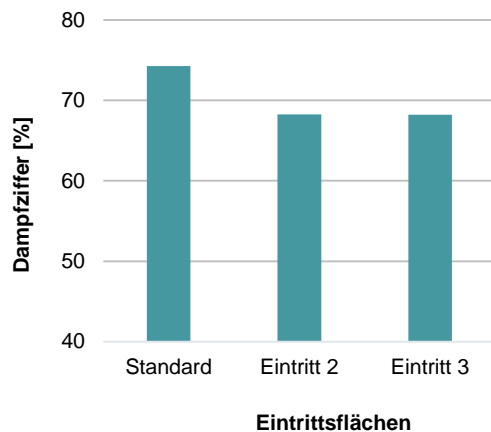


Abbildung 5.26 Variante 6 - Dampffrakter

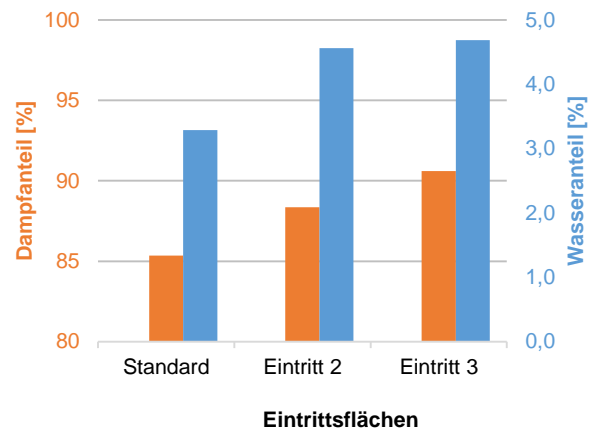


Abbildung 5.27 Variante 6 - Dampf- und Wasseranteile

In der Abbildung 5.28 und in der Abbildung 5.29 sind wieder die Dampfvolumentanteile dargestellt. Analog zur Variante 2 zeigte sich wieder, dass durch die kleinere Eintrittsgeschwindigkeit der Wasseranteil am oberen Austritt aus dem Zyklon gestiegen ist.

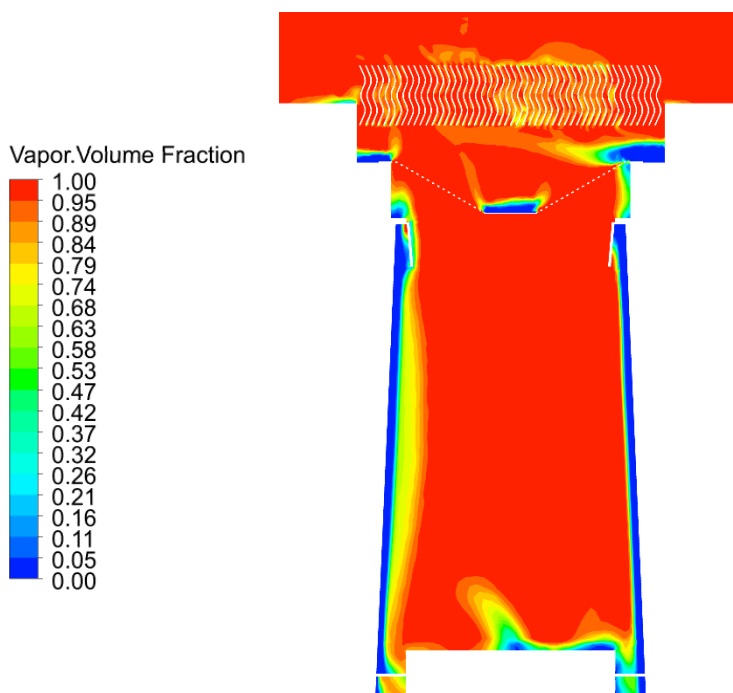


Abbildung 5.28 Variante 6 - Standardgeometrie - Dampfvolumentanteil

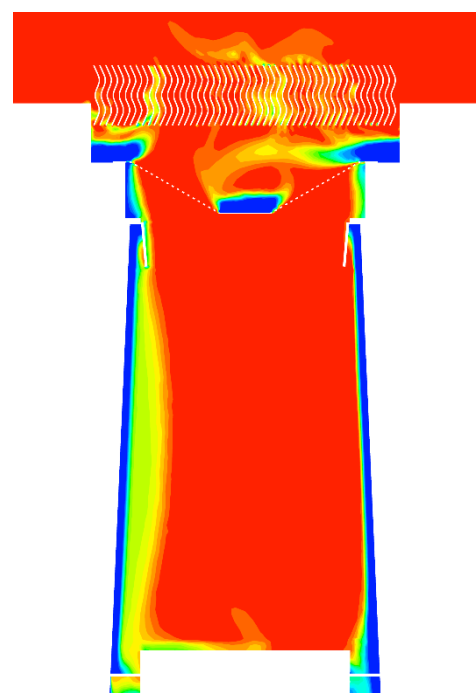


Abbildung 5.29 Variante 6 - Eintritt 3 - Dampfvolumentanteil

Sowohl bei der Variante „Eintritt 2“ als auch bei der Variante „Eintritt 3“ erhöhte sich durch die Vergrößerung der Eintrittsfläche in den Zyklon zwar der nach oben strömende Dampfanteil, jedoch verringerte sich die Dampffrakter des nach oben ausströmenden Gemisches. Durch die Verkleinerung der Eintrittsgeschwindigkeit verschlechterte sich somit der Trenngrad des Zyklons.

5.4.3 Große Zyklongeometrie

Da durch die Vergrößerung der Eintrittsfläche in den Zyklon, ohne eine Vergrößerung des Zyklondurchmessers keine Verbesserungen erzielt werden konnten, wurden Simulationen mit einer größeren Zyklongeometrie durchgeführt. Bei der größeren Zyklongeometrie (Abbildung

5.31) wurden im Vergleich zur Standardgeometrie (Abbildung 5.30) sowohl die Eintrittsfläche in den Zyklon, als auch der Zyklondurchmesser erhöht. Gegenüber der Standardgeometrie hat sich die Eintrittsfläche um 64 % vergrößert, während die Höhe des Zyklons konstant geblieben ist. Mit der größeren Zyklongeometrie sollte sich, insbesondere bei hohen Massenströmen, eine Verbesserung der Wasser-Dampftrennung einstellen.

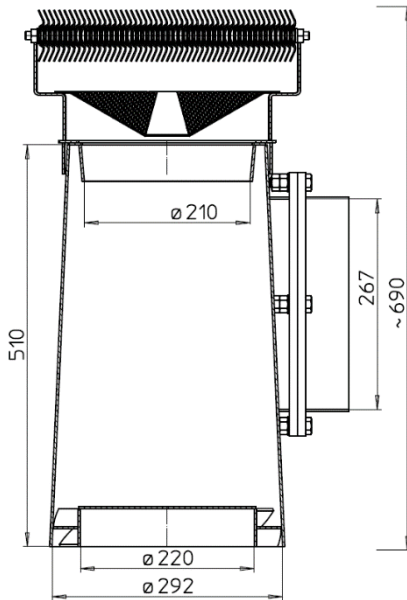


Abbildung 5.30 2D Zeichnung - Standardgeometrie

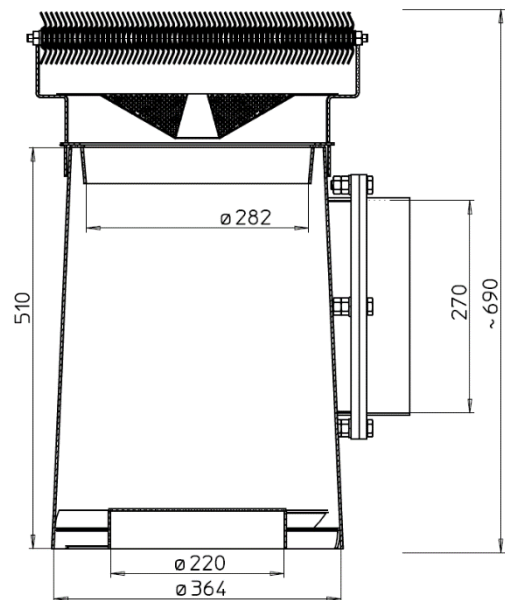


Abbildung 5.31 2D Zeichnung - große Geometrie

Die große Zyklongeometrie wurde, bis auf die Eintrittsgeschwindigkeit, mit den gleichen Varianten bzw. den gleichen Randbedingungen wie die Standardgeometrie simuliert. Die Tabelle 5.4 stellt eine Übersicht dieser Varianten mit den Randbedingungen dar. Die größere Eintrittsfläche führte, bei gleichbleibendem Massenstrom, zu einer Verkleinerung der Eintrittsgeschwindigkeit. Die Tabelle 5.6 zeigt die Eintrittsgeschwindigkeiten der Varianten 2, 6 und 9 für die Standardgeometrie und die vergrößerte Geometrie.

Bezeichnung	Eintrittsgeschwindigkeit [m/s]	
Variante 2	standard	3,11
	groß	1,89
Variante 6	standard	4,63
	groß	2,82
Variante 9	standard	4,66
	groß	2,84

Tabelle 5.6 Eintrittsgeschwindigkeiten in den Zyklon

In der Abbildung 5.32 und der Abbildung 5.33 sind die Dampffizier beziehungsweise die Dampf- und Wasseranteile des nach oben ausströmenden Gemisches für die Standardgeometrie und die vergrößerte Geometrie dargestellt.

5 Mehrphasige CFD Simulation des Zyklons

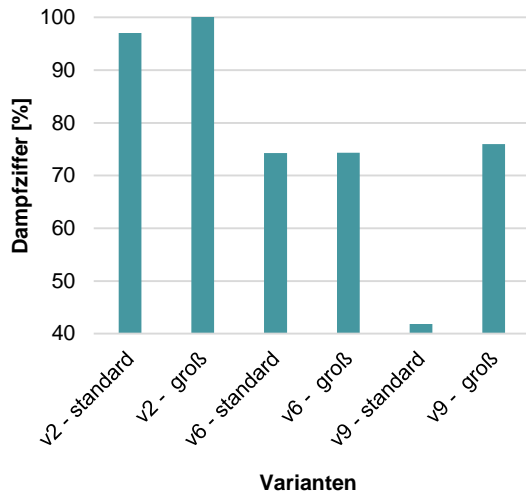


Abbildung 5.32 Dampfziffern

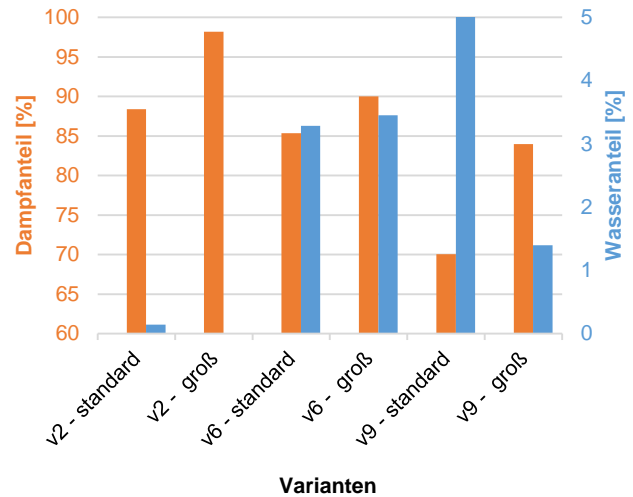


Abbildung 5.33 Dampf- und Wasseranteile

a) Variante 2

In der Abbildung 5.34 und in der Abbildung 5.35 sind Volumenanteile der beiden Phasen dargestellt. Die roten Bereiche entsprechen einem Dampfvolumenteil von 100 %, die blauen Bereiche einem Dampfvolumenteil von 0 % und somit reinem flüssigem Wasser. Die linke Abbildung entspricht der Standardgeometrie und die rechte Abbildung entspricht der vergrößerten Geometrie.

Mit dem größeren Zyklon konnte der Dampfanteil des nach oben ausströmenden Gemisches um 10 % gesteigert und der nach oben ausströmende Wasseranteil auf 0 % reduziert werden (siehe Abbildung 5.33). Da somit nur dampfförmiges und kein flüssiges Wasser nach oben aus dem Zyklon ausströmte, betrug die Dampfziffer 100 %.

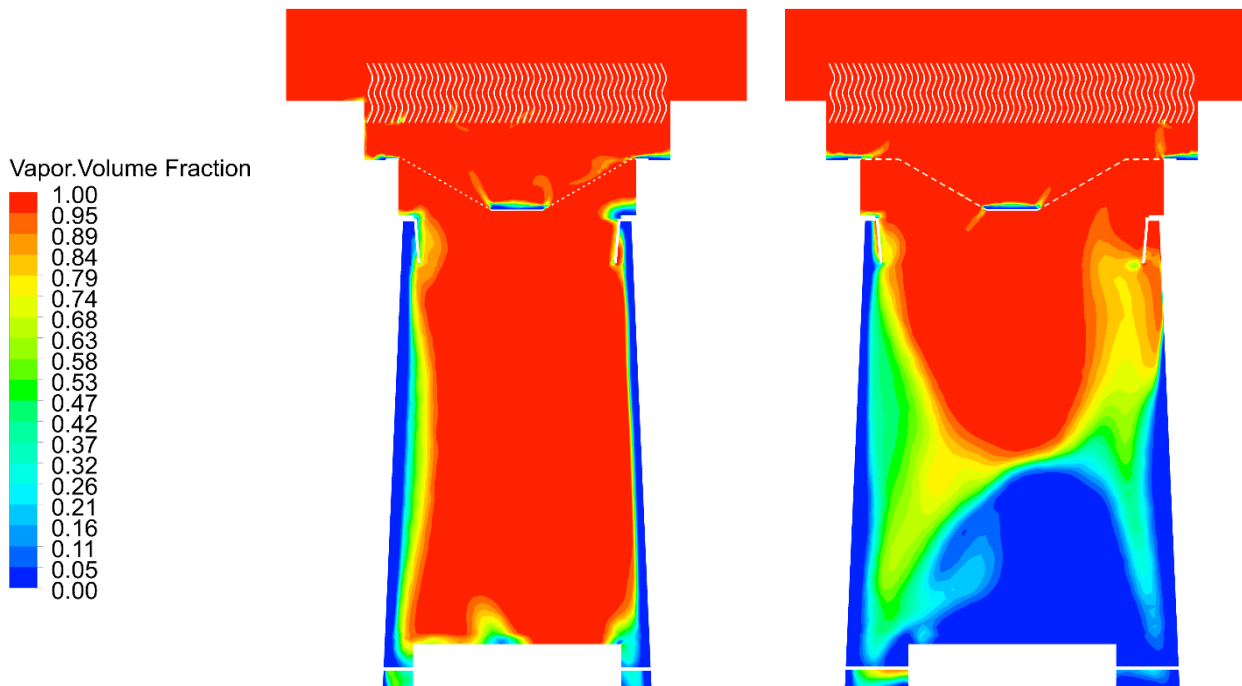
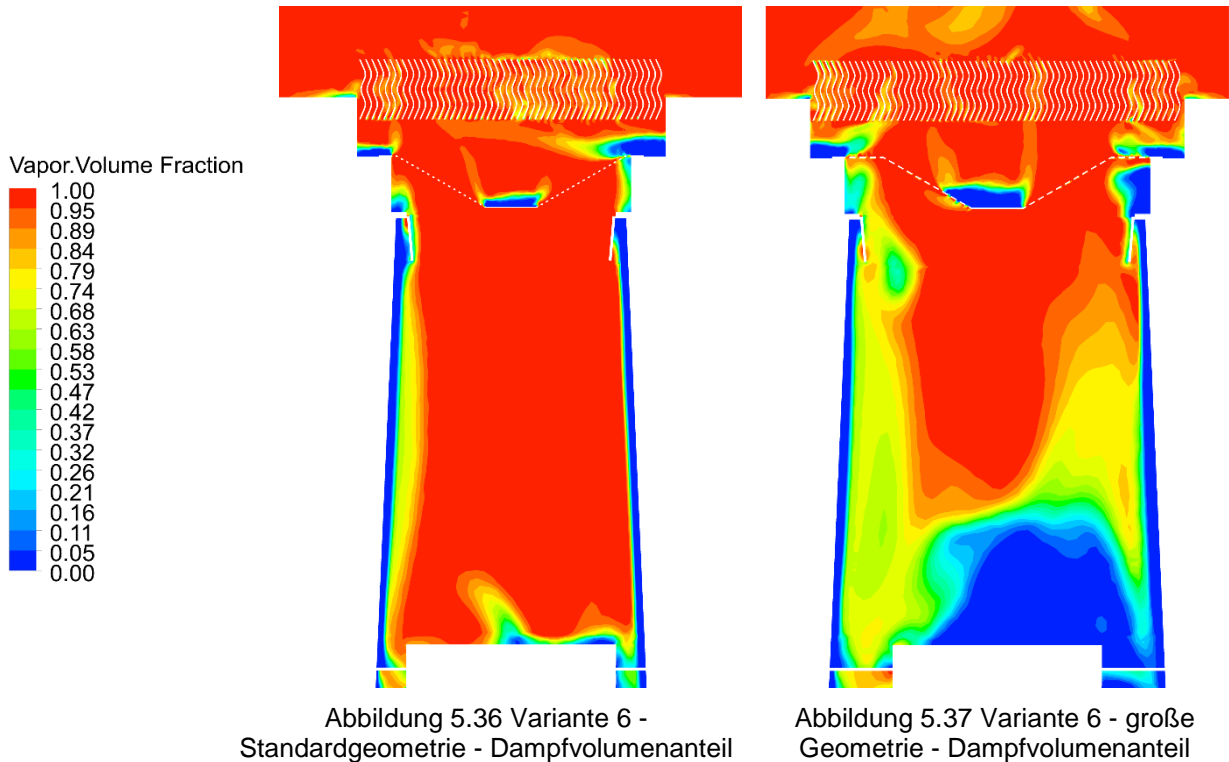


Abbildung 5.34 Variante 2 - Standardgeometrie - Dampfvolumenteil

Abbildung 5.35 Variante 2 - große Geometrie - Dampfvolumenteil

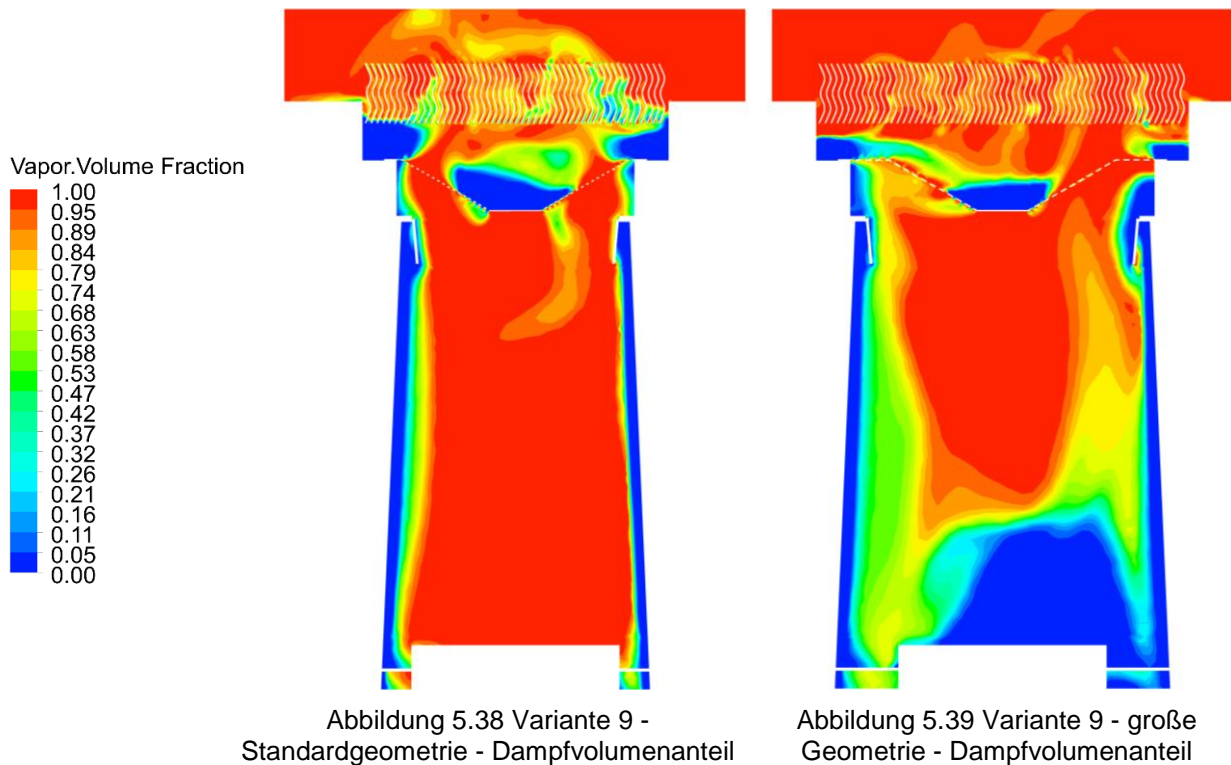
b) Variante 6

Bei der Variante 6 konnte der nach oben ausströmende Dampfanteil um 5 % gesteigert werden. Da auch der nach oben ausströmende Wasseranteil minimal anstieg, ist die Dampfziffer bei der Variante 6 nahezu konstant geblieben. In der Abbildung 5.36 und in der Abbildung 5.37 sind die Dampfvolumentanteile anhand der Variante 6 dargestellt. Sowohl bei der Standardgeometrie (Abbildung 5.36) als auch bei der großen Zyklongeometrie (Abbildung 5.37) befindet sich im Bereich des oberen Austritts ein Gemisch mit einem relativ niedrigen Dampfvolumenteil (ca.75 %).



c) Variante 9

Mit der Standardgeometrie konnte der Gesamtmassenstrom der Variante 9 (30 kg/s) nicht effizient verarbeitet werden, die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches betrug nur 40 % (siehe Abbildung 5.32). Bei der großen Zyklongeometrie (Abbildung 5.39) ist der nach oben ausströmende Dampfanteil größer als bei der Standardgeometrie (Abbildung 5.38). Die Ergebnisse der Variante 9 entsprachen somit der Tendenz der Variante 2. Der Dampfanteil des nach oben ausströmenden Gemisches konnte um 15 % gesteigert und der Wasseranteil des nach oben ausströmenden Gemisches um 4 % verringert werden. Diese Veränderungen führten dazu, dass sich die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches im Vergleich zur Standardgeometrie um 34 % auf ca. 76 % erhöhte.



Die Darstellungen der Dampfvolumenanteile zeigen, dass mit der Standardgeometrie hohe Massenströme mit hohen Eintrittsgeschwindigkeiten nicht effizient verarbeitet werden konnten und somit zu einem niedrigen Trenngrad führten. Durch das kleine Zyklonvolumen der Standardgeometrie wurde der Zyklonboden vollständig mit Dampf bedeckt. Dies führte dazu, dass ein Teil des einströmenden Dampfmassenstromes aus dem Zyklon nach unten ausströmte. Beim großen Zyklon ist das Zyklonvolumen größer, der nach unten ausströmende Dampfanteil ist um bis 15 % kleiner als bei der Standardgeometrie.

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass eine Vergrößerung der Eintrittsfläche in Kombination mit einer Durchmessergrößerung des Zyklons zu einem Anstieg des nach oben ausströmenden Dampfanteils führte. Bei den Varianten 2 und 9 verringerte sich der nach oben ausströmende Wasseranteil, dadurch erhöhte sich die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches. Mit der großen Zyklongeometrie konnte somit, im Vergleich zur Standardgeometrie, ein Gesamtmassenstrom von 30 kg/s deutlich effizienter verarbeitet werden. Bei der Variante 6, mit einem einströmenden Dampfmassenstrom von $2,0 \text{ kg/s}$, zeigte auch die größere Geometrie keine nennenswerten Verbesserungen gegenüber der Standardgeometrie.

6 SCHLUSSFOLGERUNGEN

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Zyklon untersucht, der in Umlauf-Dampferzeugern in Dampfkraftwerken eingesetzt wird. Mehrere dieser Zyklone befinden sich in der Dampftrommel und haben die Aufgabe, die Trennung von flüssigem- und dampfförmigem Wasser zu unterstützen. Um eine Leistungssteigerung durch die Erhöhung der Dampfleistung erreichen zu können, müssen sowohl die Dampftrommel als auch die einzelnen Zyklone größere Massenströme effizient verarbeiten. Die Trommelabmessungen und die Anzahl der Zyklone sollen dabei konstant bleiben. Die numerische Strömungsberechnung wurde mit der Simulationssoftware ANSYS Fluent durchgeführt.

Die Aufgabenstellung beinhaltete die Ermittlung des Ist-Standes, der aktuellen Zyklongeometrie, durch eine Parameterstudie mittels CFD-Simulationen. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde der Zyklon einer CFD-gestützten Optimierung unterzogen. Um den zeitlichen Aufwand in Grenzen zu halten, wurde die Netzgitterstudie und die Turbulenzmodellierung einphasig, mit Wasser als Medium, durchgeführt. Mit den, aus der Netzgitterstudie ermittelten Netzgittereinstellungen, wurde die Gesamtgeometrie vernetzt und im Bereich der Lamellen und des Lochbleches weiter verfeinert. Das daraus resultierende Netzgitter bestand aus 8,7 Millionen Tetraederzellen. Um die Rechenzeit zu verringern, wurden die Tetraederzellen in Polyederzellen umgewandelt. Die Anzahl der Zellen konnte somit auf 3,3 Millionen reduziert werden. Aufgrund der guten Übereinstimmung mit dem Reynolds-Stress Model (RSM), hat sich das Realizable $k-\epsilon$ Modell als passendes Turbulenzmodell erwiesen. Für die Parameterstudie und die CFD-gestützte Optimierung wurden Mehrphasensimulationen durchgeführt. Als Mehrphasenmodell wurde das Euler-Euler Modell mit Wasser als kontinuierlicher und Dampf als disperser Phase verwendet. Auch bei den Varianten, bei denen der Dampf volumenanteil größer als der Wasservolumenanteil war, wurde zur besseren Vergleichbarkeit Wasser als kontinuierliche und Dampf als disperse Phase betrachtet. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Messungen durchgeführt wurden, wurde der Dampfblasendurchmesser der dispersen Phase mithilfe des Blasenabreißdurchmessers berechnet und als konstant angenommen.

Die Simulation des IST-Standes zeigte, dass vor allem die Überschreitung der Eintrittsgeschwindigkeit von $4,5 \text{ m/s}$ zu einer Verschlechterung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches führte. Die Füllstandshöhe in der Dampftrommel reichte im Normalfall bis zur Mitte der Eintrittsfläche des Zyklons. Je höher die Füllstandshöhe in der Dampftrommel, desto größer ist der Gegendruck am unteren Austritt aus dem Zyklon. Eine Verringerung der Füllstandshöhe um 200 mm führte, im Vergleich zur Normal-Füllstandshöhe, zu einer Verkleinerung des nach oben ausströmenden Dampfmassenstromes. Dadurch verringerte sich der nach oben ausströmende Wassermassenstrom auf nahezu Null. Die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches erreichte deshalb fast 100% . Die Erhöhung der Füllstandshöhe um 200 mm führte zu einer Vergrößerung des nach oben ausströmenden Dampf- und Wassermassenstromes und somit zu einer Verringerung der Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches. Durch die Erhöhung der Dampfziffer des einströmenden Gemisches von 3% auf 10% führte, bei gleichbleibendem Gesamtmassenstrom, zu einer Erhöhung der Eintrittsgeschwindigkeit von $2,5 \text{ m/s}$ auf $4,6 \text{ m/s}$. Die erhöhte Eintrittsgeschwindigkeit führte wiederum dazu, dass sich die Dampfziffer des nach oben ausströmenden Gemisches von fast 100% auf 74% verringerte. Die gleiche Tendenz konnte durch die Erhöhung des einströmenden

Gesamtmassenstromes und der damit verbundenen Erhöhung der Eintrittsgeschwindigkeit festgestellt werden.

Im Rahmen der ersten Geometrieoptimierung wurden zusätzliche Bohrungen in dem Teil des Lochbleches angebracht, welcher in der Standardgeometrie geschlossen ist. Durch diese Bohrungen erhöhte sich zwar der nach oben ausströmende Dampfmassenstrom, je nach Variante, jedoch auch der nach oben ausströmende Wassermassenstrom. Die zusätzlichen Bohrungen brachten somit eine Änderung der Dampffziffer des nach oben ausströmenden Gemisches von nur ± 1 %.

Bei der zweiten Geometrieoptimierung wurde die Eintrittsfläche in den Zyklon vergrößert, um die Eintrittsgeschwindigkeiten zu reduzieren. Die Ergebnisse dieser Anpassung zeigten, dass sich dadurch der nach oben ausströmende Dampf- und Wassermassenstrom erhöhte. Aufgrund des höheren Wassermassenstromes verringerte sich die Dampffziffer des nach oben ausströmenden Gemisches je nach Variante um 0,5 bis 10 %.

Bei der dritten Geometrieoptimierung wurde zusätzlich zur Eintrittsfläche auch der Zyklondurchmesser vergrößert, einzig die Zyklonhöhe ist konstant geblieben. Bei der Variante 2 und bei der Variante 9 konnte somit die Dampffziffer des nach oben ausströmenden Gemisches von 97 % auf 100 % bzw. von 42 % auf 76 % erhöht werden. Die Ursache für die verbesserten Dampffziffern lag darin, dass der nach oben ausströmende Dampfmassenstrom erhöht und der nach oben ausströmende Wassermassenstrom verringert werden konnte. Bei der Variante 6 ist die Dampffziffer des nach oben ausströmenden Gemisches konstant geblieben, da sich der nach oben ausströmende Dampfanteil um 5 % und der Wasseranteil um 0,17 % erhöhte.

Der Einsatz der vergrößerten Zyklongeometrie führte, verglichen mit der Standardgeometrie, zu einer Erhöhung des nach oben ausströmenden Dampfanteils um bis zu 15 %-Punkten und zu einer Erhöhung der Dampffziffer des nach oben ausströmenden Gemisches um bis zu 34 %-Punkten.

Mit den durchgeführten Simulationen konnten die Funktionsweise und die Tendenzen der Phasentrennung durch den Einsatz von Zyklonen ermittelt werden. Da keine Messergebnisse zu den Zyklonen vorlagen und somit die Simulationsergebnisse nicht validiert werden konnten, sowie aufgrund der getroffenen und erforderlichen Annahmen hinsichtlich dem Turbulenzmodell, des Dampfblasendurchmessers und dem Vernachlässigen von Populationsbilanzen, war mehr eine qualitative und weniger eine exakte quantitative Aussage über den Trenngrad der Zyklone möglich.

Um die Ergebnisse dieser Arbeit zu validieren, könnten in Zukunft Messungen mithilfe eines Prüfstandes durchgeführt werden. Dadurch bestünde auch die Möglichkeit, den Dampfblasendurchmesser zu bestimmen und in weitere Folge die Wachstums- und Zerfallsprozesse der Dampfblasen mit dem Einsatz von Populationsbilanzen zu beschreiben. Zusätzlich könnten die erzielten Ergebnisse mit einer Large-Eddy Simulation (LES) verglichen werden.

LITERATUR

- [1] **Hochenauer, C.**, *Wärmetechnik 1 - Vorlesungsskriptum*. Graz: Institut für Wärmetechnik TU-Graz, 2013.
- [2] **Effenberger, H.**, *Dampferzeugung*. Dresden, 1999.
- [3] **Strauss, K.**, *Kraftwerkstechnik*, 7th ed. Dortmund, 2016.
- [4] **BERTSCH Energy GmbH & Co KG**, -. Bludenz.
- [5] **Linzer, W.**, "Institut für Energietechnik und Thermodynamik," Wien.
- [6] **Wolfgang, W. and Hans-Joachim, K.**, *International Steam Tables - Properties of Water and Steam, Based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97*, 2. Auflage. Bochum, 2007.
- [7] **Stephan, P., Schaber, K., Stephan, K., and Mayinger, F.**, *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen*. Berlin, 2005.
- [8] **Karl-Heinrich Grote, J. F.-**, *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*, 22. Auflag. Berlin, 2007.
- [9] **FDBR**, "FDBR Dampfraubbelastung," 1992.
- [10] **Linden, A. J. ter**, "Der Zyklon als Tropfenabscheider," *Chemie Ing. Tech.*, vol. 25, pp. 328–330, 1953.
- [11] **Hoffmann, A. C. and Stein, L. E.**, *Alex C. Hoffmann · Louis E. Stein Gas Cyclones and Swirl Tubes*. Berlin, 2007.
- [12] **Lecheler, S.**, *Numerische Strömungsberechnung*. Bad Tölz, 2017.
- [13] **Peric, M. and Ferziger, J. H.**, *Numerische Strömungsmechanik*. Erlangen, 2008.
- [14] **Helfried, S.**, *Höhere Strömungslehre, Vorlesungsskriptum TU-Graz*. Graz, 2015.
- [15] **Hochenauer, C.**, *Numerische Verfahren in der Energietechnik - Vorlesungsskriptum*. Graz: Institut für Wärmetechnik TU-Graz, 2015.
- [16] **Sigloch, H.**, *Technische Fluidmechanik*. Berlin, 2011.
- [17] **Helfried, S.**, *Strömungslehre, Vorlesungsskriptum TU-Graz*. Graz, 2011.
- [18] **Laurien, E. and Oertel, H.**, *Numerische Strömungsberechnung*. Stuttgart und Göttingen, 2013.
- [19] **H. Schlichting, Klaus Gersten, E. Krause, H. O. J.**, *Grenzschicht-Theorie*. Berlin, 2006.
- [20] **Truckenbrodt, E.**, *Fluidmechanik - Band 1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. Berlin, 2008.
- [21] **Sanz, Wolfgang, A. U.-P. D.-I. D. techn.**, *Informatics for Energy and Environment - Computational Fluid Dynamics*. Graz, 2015.
- [22] **ANSYS Inc.**, *ANSYS Fluent Theory Guide*, Release 18., no. August. Canonsburg, 2017.
- [23] **Launder, B. E. and Spalding, D. B.**, "Lectures in Mathematical Models of Turbulence," *Acad. Press*, 1972.
- [24] **ANSYS Inc.**, *ANSYS Fluent User's Guide*, Release 18. Canonsburg, 2017.
- [25] **ANSYS Inc.**, *ANSYS Meshing User's Guide*, Release 18. Canonsburg, 2017.
- [26] **ANSYS Inc.**, *ANSYS Meshing User's Guide*, Release 15. Canonsburg, 2013.
- [27] **Merker, G. P. and Teichmann, R.**, *Grundlagen Verbrennungsmotoren*, 8. Auflage. Wiesbaden, 2017.
- [28] **Florian, S.**, *Strömungsmechanische Modellierung eines Brenngaserzeugungssystems*. Jülich, 2012.
- [29] **Hochenauer, C.**, *Wärmetechnik 2 - Vorlesungsskriptum*. Graz: Institut für Wärmetechnik TU-Graz, 2015.
- [30] **Yeoh, G. H. and Tu, J.**, *Computational Techniques for Multiphase Flows*. 2010.
- [31] **Böckh, P. Von and Wetzels, T.**, *Wärmeübertragung: Grundlagen und Praxis*. Karlsruhe, 2017.
- [32] **Yeoh, G. H. and Zhang, X.**, "Computational fluid dynamics and population balance modelling of nucleate boiling of cryogenic liquids: Theoretical developments," *J. Comput. Multiph. Flows*, vol. 8, no. 4, pp. 178–200, 2016.
- [33] **Fritz, W.**, "Maximum volume of vapour bubbles," *Physic Zeitschr*, 1935.
- [34] **Novak, Z.**, "Hydrodynamic aspects of boiling heat transfers," University of California, 1959.

- [35] **Han, C. and Griffith, P.**, "The Mechanism of Heat Transfer In Nucleate Pool Boiling," *Rep. No. 7673-19, Dep. Mech. Eng. Massachusetts Inst. Technol.*, 1962.
- [36] **Cole, R. and Shulman H.**, "Bubble departure diameters at subatmospheric pressures," *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, vol. 62, pp. 6–16, 1967.
- [37] **Cole, R.**, "Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures," *AIChE J.*, 1967.
- [38] **Cole, R. and Rohsenow, W. M.**, "Correlation of bubble departure diameter for boiling of saturated liquids," *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 1969.
- [39] **Kocamustafaogullari, G. and Ishii, M.**, "Interfacial area and nucleation site density in boiling systems," *Int. J. Heat Mass Transf.*, 1983.
- [40] **Guan Heng Yeoh, J. T.**, *Computational Techniques for Multiphase Flows*. 2010.