

Untersuchung eines neuartigen elektrostatischen Ansatzes zur Tropfenabscheidung und Luftentfeuchtung

Verfasser:
Forschungsgesellschaft
Heizung-Lüftung-Klimatechnik Stuttgart mbH

Lukas Siebler, M.Sc.
Dipl.-Ing. Armin Ruppert

Forschungsvorhaben 2019-01
gefördert vom
Verein der Förderer der Forschung im Bereich
Heizung-Lüftung-Klimatechnik Stuttgart e.V.

Verein der Förderer
der Forschung im Bereich
Heizung • Lüftung • Klimatechnik
Stuttgart e.V.



Dezember 2019

Vorwort und Danksagung

An dieser Stelle möchten wir uns recht herzlich beim Verein der Förderer der Forschung im Bereich Heizung-Lüftung-Klimatechnik Stuttgart e.V. für die Förderung des Forschungsvorhabens bedanken. In diesem Rahmen sind zwei studentische Arbeiten [15], [18] betreut worden, deren Ergebnisse in den vorliegenden Endbericht eingeflossen sind.

Kurzfassung

Zur Evaluation des Potentials eines innovativen elektrostatischen Ansatzes zur gezielten Wasserablenkung wird eine Vorstudie durchgeführt. Speziell wird dieser Ansatz zur Anwendung für energieeffiziente Verfahren der Tropfenabscheidung (im Falle von flüssig vorliegendem Wasser) und für eine Luftentfeuchtung (bei vorliegendem Wasserdampf) untersucht.

Das Prinzip, auf dem das Verfahren beruht, wird in der Physik als Dielektrophorese bezeichnet, deren Grundlagen als erforscht gelten. Es basiert auf der Anomalie des Wassers. Aufgrund der Ladungsverschiebungen (Partialladungen) stellen Wassermoleküle permanente Dipolmoleküle dar und erfahren in einem elektrischen Feld (E-Feld) gemäß ihrem Dipolmoment sowie der vorliegenden Feldstärke ein Drehmoment und werden daraufhin in Richtung der Feldlinien ausgerichtet. Liegt ein inhomogenes E-Feld vor, so reicht der örtliche Versatz der Partialladungen aus, um auf die ausgerichteten H₂O-Moleküle eine resultierende Kraft hervorzurufen, welche sie in Richtung zunehmender Feldstärke beschleunigt.

Sowohl für die Tropfenabscheidung, als auch für die Luftentfeuchtung werden geeignete Simulationsmodelle erarbeitet, die es erlauben, die Wirksamkeit des neuartigen Prinzips auf beide Anwendungen zu beschreiben. Anhand von Enumerationen (Simulation aller möglichen Variantenkombination) werden anschließend die Geometrien und die Betriebsstrategie numerisch optimiert.

Für das Energieeinsparpotential des neuartigen Tropfenabscheiders wird gegenüber einem derzeit üblichen Referenzverfahren (konventioneller Drall-Tropfenabscheider bei einem Grenzkorndurchmesser von $10\ \mu\text{m}$ und einem Luftvolumenstrom von $500\ \text{m}^3/\text{h}$) ein theoretisches Energieeinsparpotential von über 80% ermittelt.

Hinsichtlich einer Luftentfeuchtung stellt sich heraus, dass der Ansatz, feuchte Luft durch einen speziellen Hochspannungskondensator zu transportieren, alleine nicht ausreicht, um einen wirksamen Effekt zu realisieren.

Abstract

A preliminary study has been executed to evaluate the potential of an innovative electrostatic approach for targeted water deflection. This approach is specifically investigated for use in energy-efficient methods of droplet separation (in the case of liquid water) and for air dehumidification (in the presence of water vapor).

The principle on which the method is based is referred to in physics as dielectrophoresis, the foundations of which are considered to be researched. It is based on the anomaly of the water. Due to the charge shifts (partial charges), water molecules are permanent dipole molecules and experience a torque in an electric field (E-field) according to their dipole moment and the existing field strength and are then aligned in the direction of the field lines. If there is an inhomogeneous E field, the local offset of the partial charges is sufficient to produce a resulting force on the aligned H₂O molecules, which accelerates them in the direction of increasing field strength.

Suitable simulation models are developed both for droplet separation and for dehumidification, which allow the effectiveness of the new principle to be described in both applications. The geometries and the operating strategy are then numerically optimized using enumerations (simulation of all possible combination of variants).

For the energy saving potential of the new type of droplet separator, a theoretical energy saving potential of over 80% is determined compared to a currently common reference method (conventional twist droplet separator with a limit grain diameter of 10 μm and an air volume flow of 500 m³/h).

With regard to dehumidification, it turns out that the approach of transporting moist air through a special high-voltage condenser is not sufficient on its own to achieve an effective effect.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Bildverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	V
Abkürzungen	VI
Formelzeichen	VII
1 Einleitung	1
2 Handlungsbedarf bzw. Stand der Technik	4
3 Grundlagen	6
3.1 Elektrostatik	6
3.1.1 Elektrische Felder im Zylinderkondensator.....	6
3.1.2 Permanente Dipolmoleküle	8
3.1.3 Dielektrophorese und dielektrophoretische Kraft	9
3.2 Strömungstechnik – Teilchenbewegung in Gasen.....	10
3.2.1 Bewegungsgleichungen für Partikel	10
3.2.2 Kräfte bei der Translationsbewegung von Partikeln.....	12
3.2.3 Dynamische Antwortzeit.....	14
3.2.4 Stokes Zahl.....	14
3.3 Simulation von Zweiphasenströmungen.....	15
3.3.1 Euler-Euler und Euler-Lagrange Modellansatz	16
3.3.2 Diskretes Phasenmodell (DPM)	18
3.3.3 User Defined Functions.....	19
4 Tropfenabscheidung	22
4.1 Strömungstechnische Untersuchung der Abscheidung von Tropfen aus dem Luftstrom.....	22
4.1.1 Herleitung der dielektrophoretischen Kraft	22
4.1.2 Herleitung der Luft-Widerstandskraft.....	23
4.1.3 Modellbeschreibung	23
4.2 Geometriestudie in Matlab	32
4.3 Vergleich: Matlab- und ANSYS Fluent.....	36
4.4 Abführen der Tropfen durch Hülse	37
4.5 Energieeinsparpotential.....	40
5 Luftentfeuchtung	42
5.1 Luftentfeuchtung auf Basis dielektrophoretischer Kraftwirkung ohne Phasenwechsel.....	42
5.1.1 Auswahl der Kondensatorgeometrie.....	42
5.1.2 Dielektrophoretische Kraft im Kondensator	49

5.1.3	Kräfte und Effekte auf Molekülebene.....	50
5.1.4	Dichtefunktion	53
5.2	Auswertung der Dichteverteilung & Ergebnisse.....	57
5.3	Dichtefunktion	57
5.4	Berechnung der Luftentfeuchtung	59
5.5	Mehrstufige Luftentfeuchtung.....	63
6	Diskussion	66
7	Zusammenfassung.....	69
8	Ausblick	71
9	References	73
10	Anhang	76
10.1	DPM – DEFINE Makros	76
10.2	UDF	77
10.3	Geometrieermittlung für Simulation des Zylinderkondensators in ANSYS Fluent	78
10.4	Gegenüberstellung zweier Turbulenzmodelle in ANSYS Fluent	79

Bildverzeichnis

Bild 1-1: Mollier-Diagramm für $p=1$ bar	3
Bild 2-1: Funktionsweise eines Kältekreislaufs	4
Bild 3-1: Inhomogenes elektrisches Feld im Zylinderkondensator	6
Bild 3-2: Durchschlagsspannung in Abhängigkeit der Geometrie [21]	8
Bild 3-3: H ₂ O-Dipolmolekül und sein Dipolmoment	8
Bild 3-4: Dielektrophoretische Kraft im inhomogenen elektrischen Feld.....	9
Bild 3-5: Abhängigkeit von cD ($= cw$) und Reynolds-Zahl eines kugelförmigen Partikels [11]	13
Bild 3-6: Eulersche Betrachtung [22]	17
Bild 3-7: Lagrangesche Betrachtung [22].....	17
Bild 3-8: Massen-, Impuls- und Energietransport [13].....	18
Bild 3-9: 1-Weg-Kopplung in DPM Modell.....	19
Bild 3-10: 2-Wege-Kopplung in DPM-Modell	19
Bild 4-1: 2-d Simulation mit COMSOL®.....	43
Bild 4-2: Mögliche Anordnung von Kugelelektroden	44
Bild 4-3: Zylinder-/Kugelkondensator im Querschnitt mit Geometriegrößen.....	45
Bild 4-4: Zylinderkondensator mit Trennrohr.....	45
Bild 4-5: Simulation mit Partikeltrajektorien und Lufttrennung	46
Bild 4-6: Elektrisches Feld beider Kondensatoren	47
Bild 4-7: Gradient des elektrischen Feldes beider Kondensatoren.....	47
Bild 4-8: Kraft entlang Ringspalt	49
Bild 4-9: Kraftverläufe bei verschiedenen Spannungen	50
Bild 4-10: Dipol-Dipol Wechselwirkung	51
Bild 4-11: Diffusion von Gas anhand eines Experimentes	52
Bild 4-12: Ablenkung der Partikel durch Dielektrophorese	24
Bild 4-13: Moody-Diagramm für Rohrreibungszahl (in Anlehnung an [9]).....	27

Bild 4-14: Abmaße der Hülse und des Zylinderkondensators	30
Bild 4-15: Durchströmter Volumenkörper für die Netzgenerierung.....	30
Bild 4-16: Inflation Layer zur besseren Auflösung der Grenzschicht	31
Bild 5-1: Dichteverteilung für Standardbedingungen.....	58
Bild 5-2: Dichteprofile unter Standardbedingungen mit verschiedenen Spannungen	59
Bild 5-3: Numerische Lösung für Standardbedingungen.....	64
Bild 5-4: Numerische Lösung unter Standardbedingungen nach fünf Sekunden.....	64
Bild 6-1: Druckabfall für alle Kombinationen – Optimierung 1	33
Bild 6-2: Druckabfall – Optimierung 1	34
Bild 6-3: Leistung – Optimierung 1.....	34
Bild 6-4: Abscheidestrecke – Optimierung 1	35
Bild 6-5: Druckabfall für alle Kombinationen – Optimierung 2	36
Bild 6-6: CFD-Ergebnisse Zylinderkondensator	37
Bild 6-7: Tropfentrajektorien am Übergang in die Hülse.....	38
Bild 6-8: Perfekt elastischer Stoß und gewählter Ausschnitt für Bild 5-9	39
Bild 6-9: Wirbelbildung am Hülseneintritt (RSM)	39
Bild 6-10: Idealierte Darstellung des Druckabfalls über bestimmte Abschnitte	40
Bild 7-1: Dichtefunktion mit Dichtekorrektur	66
Bild 9-1: Luftfeuchtung durch Membran.....	72
Bild 11-1: Druckabfall bei $v = 10$ m/s	78
Bild 11-2: Abscheidestrecke Δx	78
Bild 11-3: RSM - Turbulenzmodell	79
Bild 11-4: SST $k-\omega$ Turbulenzmodell.....	79

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3-1: Widerstandsbeiwerte für Re-Zahl-Bereiche.....	13
Tabelle 3-2: Zweiphasenströmungsmodelle	17
Tabelle 3-3: Datenzugriffs-Makros, DPM.....	20
Tabelle 3-4: Body Force DEFINE Makro.....	21
Tabelle 4-1: Verwendete Parameter in der UDF	29
Tabelle 4-2: Randbedingungen für Geometrie mit Hülse	31
Tabelle 5-1: Parameterstudie unter Standardbedingung mit R2/R1 von 0,25/0,017.....	61
Tabelle 5-2: Parameterstudie unter Standardbedingung mit R2/1 von 0,5/0,04	61
Tabelle 5-3: Parameterstudie unter Standardbedingungen mit R2/1 von 1,0/0,07	61
Tabelle 5-4: Parameterstudie mit trockenerer Luft	62
Tabelle 5-5: Parameterstudie unter Standardbedingungen mit Einfluss der Spannung	62
Tabelle 5-6: Mehrstufige Luftentfeuchtung.....	65
Tabelle 6-1: Ergebnisse – Optimierung 1.....	33
Tabelle 6-2: Ergebnisse – Optimierung 2.....	35
Tabelle 6-3: Randbedingungen und Ergebnisse der gewählten Geometrie	36
Tabelle 11-1: DPM – DEFINE Makros	76

Abkürzungen

Symbol	Beschreibung
RLT-Anlagen	Raumluftechnische Anlagen
DFT	Dichtefunktionaltheorie
DDFT	Dynamische Dichtefunktionaltheorie
CFD	Computational Fluid Dynamics
DGL	Differentialgleichung
DPM	Diskretes Phasenmodell
RANS	Reynolds gemittelte Navier-Stokes Gleichungen
Re	Reynolds-Zahl
RSM	Reynolds-Spannungsmodell
St	Stokes-Zahl
UDF	User Defined Function

Formelzeichen

Symbol	Beschreibung	Einheit
\vec{p}	Dipolmoment	C*m
d	Schlagweite	m
l	Abstand Partiaalladung	m
L	Länge Zylinder	m
R ₂	Außendurchmesser	m
R ₁	Innendurchmesser	m
r	Radius	m
E	Elektrisches Feld	V/m
T	Temperatur	K
m _w	Wassermasse	kg
ρ_w	Wasserdampfdichte	kg/m ³
p_w	Wasserdampfpartialdruck	Pa
φ	Relative Luftfeuchtigkeit	[..]
p_{sat}	Sattdampfdruck	Pa
R	Allgemeine Gaskonstante	J/(mol*K)
R _w	Spezifische Gaskonstante	J/(kg*K)
F _n	Kraft	N
F _{diel}	Dielektrophoresische Kraft	N
D _m	Drehmoment	Nm
D	Diffusionskoeffizient	s/kg
D*	Fick'scher Diffusionskoeffizient	m ² /s
Q	Ladung	Coulomb
q	Teilladung	Coulomb
ϵ	Permittivität	[..]
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	F/m
ϵ_r	Umrechnungsfaktor	[..]
\dot{Q}_{kond}	Kondensationswärme	W
h _{verd}	Verdampfungsenthalpie	kJ/kg
η	Ausnutzungsfaktor	[..]
$\delta^{+/-}$	Pos./ Negative Partiaalladung	Coulomb

VIII

Λ	de Broglie-Wellenlänge	m
Ω	Großkanonisches Potential	J
N	Stoffmenge	kg
λ	Lagrange-Multiplikator	[..]
F	Freie Energie	J
V^{ext}	Externes Potential	J
μ	Chemisches Potential	J
W_{pot}	Potentielle Energie	J
i	Index	[..]
k	Boltzmann-Konstante	[J/k]
r_t	Radius des Trennzylinders	m
\vec{F}_i	Zusätzliche Kräfte der Bewegungsgleichung	N
\vec{r}_p	Ortsvektor des Teilchens	m
\vec{u}_p	Geschwindigkeitsvektor des Teilchens	m/s
\vec{u}_c	Geschwindigkeitsvektor der kontinuierlichen Phase	m/s
\vec{x}_p	Ortsvektor des Teilchens	m
c_D	Widerstandsbeiwert	-
C_c	Cunningham-Korrekturfaktor	-
D_h	Hydraulische Durchmesser	m
\vec{E}	Feldstärke	V/m
\vec{F}	Dielektrophoretische Kraft	N
F_D	Widerstandskraft	N
I_p	Trägheitsmoment einer Kugel	Nm
R_1	Radius der Innenelektrode	m
R_2	Radius der Außenelektrode	m
\vec{T}	Angreifendes Drehmoment	Nm
\dot{V}	Volumenstrom	m ³ /s

d_p	Teilchendurchmesser	μm
m_p	Masse des Teilchens	kg
\vec{p}	Dipolmoment	As
\hat{r}	Einheitsvektor	-
ε_0	Dielektrizitätskonstante für Vakuum	As/Vm
ε_r	Stoffabhängige relative Permittivität	As/Vm
λ_0	Mittlere freie Weglänge	μm
μ_c	Dynamische Viskosität der kontinuierlichen Phase	kg/ms
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	kg/m^3
ρ_p	Dichte der Teilchen	kg/m^3
τ_c	Verweilzeit im Strömungsfeld	s
τ_{dyn}	Dynamische Antwortzeit des Teilchens	s
ν_c	Kinematische Viskosität der kontinuierlichen Phase	m^2/s
Δp	Druckabfall	Pa
Δx	Abscheidestrecke	m
L	Länge des Strömungsfeldes	m
P	Leistung	W
Q	Ladung	C
Re	Reynolds-Zahl	-
U	Angelegte Spannung	V
λ	Rohrreibungszahl	-

1 Einleitung

Wasser in unterschiedlichen Aggregatzuständen aus der Luft zu entfernen, ist ein technisches Verfahren von großer Bedeutung, das gegenwärtig mit hohem Energieaufwand verbunden ist. Die Abfuhr von flüssigem Wasser in Form von Tropfen aus der Luft stellt einen gängigen technischen Prozess dar, der vor allem in der Luftreinigung, also der Partikelabscheidung zum Einsatz kommt. Hierbei wird Wasserdampf durch äußere Umstände gezwungen, auf den Oberflächen von Aerosolen zu kondensieren, um diese dadurch zu vergrößern. Der energetische Aufwand für die Abscheidung dieser partikelumgebenden Tropfen ist aufgrund strömungstechnischer Maßnahmen sehr groß.

Liegt das Wasser gasförmig vor, handelt es sich hierbei um eine Luftentfeuchtung, die nicht nur für die zunehmende Zahl an raumlufttechnischen (RLT) Anlagen in der Gebäudetechnik, sondern auch bei Herstellprozessen von Akkumulatoren, Elektrobauteilen und Pharmazeutika zwingend notwendig ist.

Energieeffiziente alternative Verfahren zur gerichteten Beschleunigung, Ablenkung und letztlich Ansammlung sowie Entfernung von Wasserteilchen beliebigen Aggregatzustands aus einem Luftgemisch würden daher für einen großen Mehrwert in verschiedenen technischen Anwendungsfällen sorgen.

Tropfenabscheidung

Zu den gängigen Verfahren der Partikelabscheidung aus Gasströmungen zählen Massenkraftabscheider, filternde Abscheider, Nassabscheider und Elektrofilter. Diese Verfahren nutzen die Eigenschaften der Partikel und verschiedene physikalische Effekte. Dabei sind sie sehr energieaufwändig und es besteht ein enormes Energieeinsparpotential. Gerade in der heutigen Zeit müssen möglichst viele bereits bestehende Prozesse und Verfahren energieeffizienter gestaltet bzw. neue energieeffiziente Verfahren entwickelt werden. Nassabscheider bringen Partikel auf verschiedene Arten mit der Waschflüssigkeit in Kontakt. Die durch die Waschflüssigkeit generierten Tropfen werden derzeit mithilfe eines nachgeschalteten konventionellen Tropfenabscheiders abgeschieden. Je kleiner die Partikel, desto energieintensiver die Abscheidung [16].

In dieser Studie wird ein neuartiges Abscheideverfahren für Tropfen im μm -Bereich untersucht, welches in der Lüftungs-, Klima- und Verfahrenstechnik eingesetzt werden kann. Beispielsweise entsteht in verschiedenen Prozessen Kondensat, welches möglichst energieeffizient abgeschieden werden soll. Durch die strömungstechnische Untersuchung des neuartigen Abscheideverfahrens kann es anderen konventionellen Verfahren gegenübergestellt werden.

Für die Tropfenabscheidung wird die Dipoleigenschaft eines Wassermoleküls genutzt. Ein Dipol besteht aus zwei räumlich voneinander getrennten Polen und besitzt dadurch ein Dipolmoment. Im homogenen elektrischen Feld erfährt das Dipolmolekül ein Drehmoment und richtet sich dadurch in Richtung der Feldlinien aus. Im inhomogenen elektrischen Feld erfährt das Dipolmolekül zusätzlich eine translatorische Bewegung in Richtung zunehmender Feldstärke. Dieser Effekt wird Dielektrophorese genannt und tritt nur im inhomogenen elektrischen Feld auf.

Um das neuartige Verfahren für die Luftreinigung bzw. Reinigung einer Gasströmung nutzen zu können, wird durch äußere Umstände Wasserdampf gezwungen auf den Partikeloberflächen zu kondensieren. Dieser Effekt wird heterogene Kondensation genannt. Die Partikelgröße wird dadurch erhöht und die Abscheidung erleichtert. Der mit Wasser umgebene Partikel kann nun, gegebenenfalls energieeffizient, mittels Dielektrophorese aus dem Luftstrom abgelenkt werden.

Da in dieser Arbeit jedoch nur die Ablenkung von Tropfen im Zylinderkondensator untersucht wird, ist das Ziel das Energieeinsparpotential gegenüber einem konventionellen Tropfenabscheider zu ermitteln. Würde das gesamte Partikelabscheideverfahren betrachtet werden, müsste der Energieaufwand für die Tropfenbildung und die nachträgliche Wasseraufbereitung mitberücksichtigt werden.

Luftentfeuchtung

Die Klimatisierung von Gebäuden ist seit vielen Jahren eine etablierte Disziplin der Gebäudeenergetik. Vor allem in großen Einrichtungen wie Flughäfen, Schulen, Hotels oder Bürogebäuden ist eine Klimatisierung für das Wohlbefinden des Menschen unverzichtbar. Dabei zeigt es sich, dass nicht nur die richtige Temperatur, sondern auch die relative Luftfeuchte in den Innenräumen von Bedeutung ist. Studien haben herausgefunden, dass sich das Wohlfühlklima des Menschen bei einer Temperatur zwischen 18 °C und 24 °C und einer relativen Luftfeuchte zwischen 35 % und 75 % befindet [11].

In konventionellen RLT-Anlagen erfolgt die Klimatisierung über ein Kältemittel. Für den Fall, dass die Zuluft gekühlt werden muss, kann auch ungewollt Wasserdampf aus der Luft an dem Verdampfer kondensieren. Bei hoher Luftfeuchte der Zuluft ist dies zwar gewünscht, jedoch nicht immer. Bei ungewollter Kondensation muss in einem weiteren Prozess die Luft wieder befeuchtet werden.

Der Phasenwechsel des Wassers von gasförmig zu flüssig benötigt viel Phasenwechselenergie. Aufgrund der hohen zwischenmolekularen Kraft der Wasserstoffbrücken, ist die Kondensationsenthalpie von Wasser im Vergleich zu anderen Stoffen sehr hoch [43, 46]. Der Energieverbrauch einer konventionellen Klimaanlage in der Raumlufttechnik ist damit besonders bei der Kühlung sehr groß. Abbildung 1.1 zeigt das Mollier-Diagramm mit Zustandsänderung einer Kühlung.

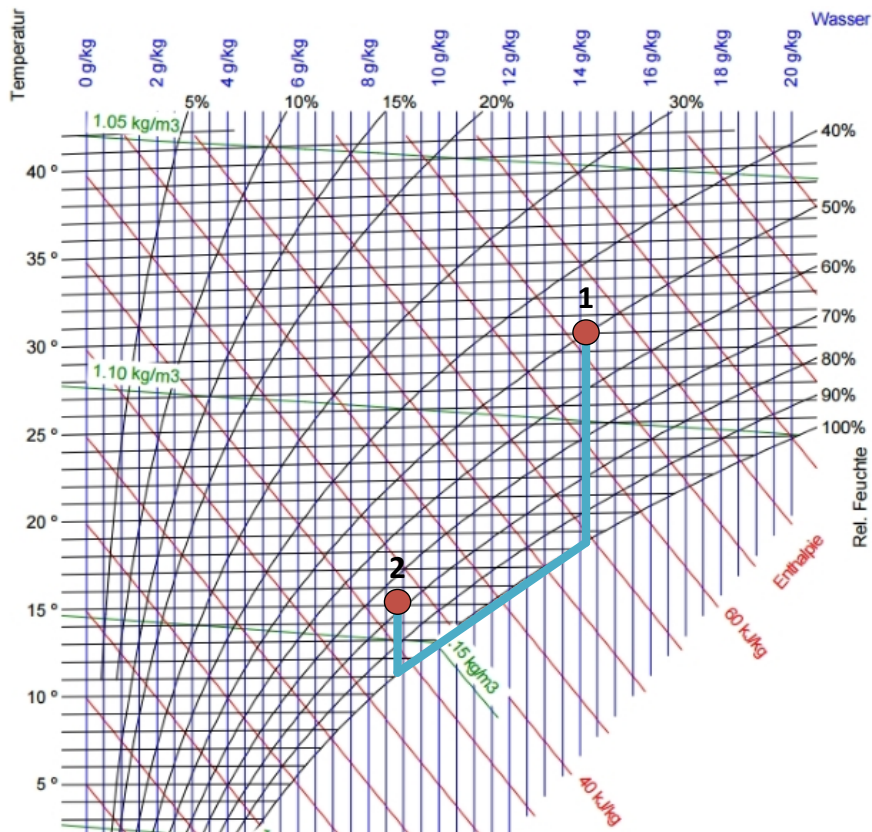


Bild 1-1: Mollier-Diagramm für $p=1$ bar

Im Diagramm ist eine Zustandsänderung einer möglichen Kühlung, Kondensation und anschließender Erwärmung gezeigt. Es ist nicht möglich ohne ein Phasenwechsel des Wassers direkt von Zustandspunkt eins zu Zustandspunkt zwei zu gelangen.

Nicht nur in RLT-Anlagen ist die Luftfeuchtigkeit ein wichtiges Thema. Auch in großen Teilen der Verfahrenstechnik ist eine geringe Luftfeuchtigkeit prozessbedingt für die Reinheit und Funktionsfähigkeit der Produkte unumgänglich. Beispielsweise ist die Herstellung von Zellen für Akkumulatoren oder Mikrochips nur unter Ausschluss von Luftfeuchtigkeit möglich. Eine derartige Konditionierung der Luft macht viele Prozesse in der Anlagentechnik sehr energieaufwendig und teuer. Eine effizientere Luftfeuchtigkeit bietet somit nicht nur in der Raumlufttechnik, sondern auch in der Produktionstechnik ein sehr großes Einsparpotential.

Die Thematik der Luftfeuchtigkeit ist am Institut für Gebäudeenergetik der Universität Stuttgart Bestandteil aktueller Forschung. Unter anderem wird an einer Luftfeuchtigkeit ohne Phasenwechsel geforscht. Dabei wird eine Stoffeigenschaft des Wassers zu Nutze gemacht: In einem inhomogenen elektrischen Feld lässt sich auf den permanenten Dipol des Wassermoleküls eine Kraft ausüben, die dielektrophoretische Kraft [7]. In der Theorie ließen sich mit dieser Kraft die Wassermoleküle so ablenken, dass eine Trennung der Zuluft in Bereiche höherer und in Bereiche niedrigerer Luftfeuchte möglich wäre. Eine derartige Luftfeuchtigkeit verspricht die Kosten des kontinuierlichen Anlagenbetriebs gegenüber konventioneller Luftfeuchtigkeit deutlich zu senken.

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der konventionellen Luftfeuchtigkeit erläutert, sowie die Idee der Luftfeuchtigkeit ohne Phasenwechsel vorgestellt.

2 Handlungsbedarf bzw. Stand der Technik

Moderne RLT-Anlagen müssen die Umgebungsluft sowohl kühlen als auch erwärmen können. Klimatisierung und Luftentfeuchtung sind mit konventionellen Verfahren energieaufwendig und teuer. Die Zuluft in einer RLT-Anlage wird mit Hilfe eines Kältekreislaufes konditioniert. Je nachdem, ob gekühlt oder geheizt werden muss, fungiert der Kältekreislauf auch als Luft-Wärmepumpe. Im folgendem wird die Funktionsweise einer Klimaanlage im Detail erläutert.

Das Kältemittel wird im Verdichter auf ein höheres Druck- und Temperaturniveau gebracht. Anschließend wird das Kältemittel im Kondensator unter Wärmeabgabe verflüssigt. Das flüssige Kältemittel wird wieder auf ein niedriges Temperatur- und Druckniveau gedrosselt und verdampft unter Wärmeaufnahme im Verdampfer. Abbildung 2-1 zeigt das Funktionsprinzip eines Kältekreislaufs.

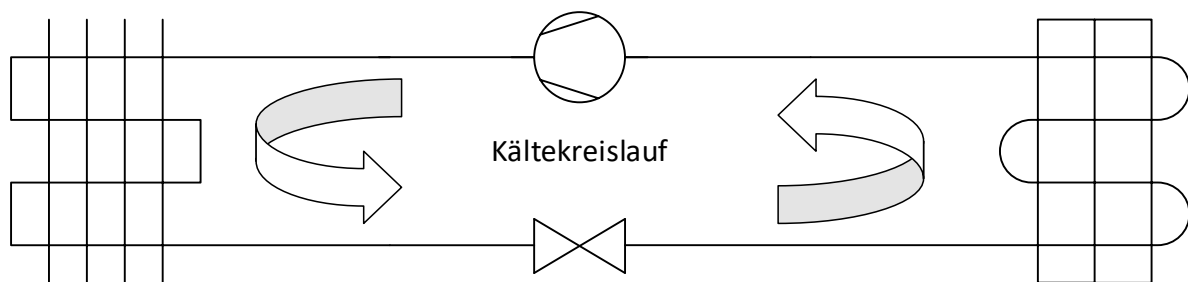


Bild 2-1: Funktionsweise eines Kältekreislaufs

Typischerweise werden die im Kältekreislauf entstehenden Wärmeströme nicht direkt an die Zuluft der RLT-Anlage, sondern zunächst an einen sekundären Wasserkreislauf abgegeben. Neben der Temperaturregelung kann die Luft im Falle einer Kühlung entfeuchtet werden. Dies passiert, sobald die Temperatur an den Oberflächen des Wärmeübertragers die Sättigungstemperatur der Luft unterschreitet [46]. Da die Taupunkttemperatur in Abhängigkeit von der relativen Feuchte und der Temperatur recht hoch liegt, ist im Regelbetrieb oft mit Kondensatanfall zu rechnen. Im Falle einer nötigen Luftentfeuchtung ist dies erwünscht. Zu trockene Luft muss jedoch nach dem kühlen wieder befeuchtet werden, um die Luft auf die gewünschte Luftfeuchte zu konditionieren.

An den Wärmeübertragern fällt somit zwangsläufig Kondensat aus der Luft an. Auch in der Industrie wird die Luftfeuchtigkeit konventionell über einen Kühlkreislauf verringert. Das Kondensieren des Wasserdampfes aus der Luft ist sehr energieaufwendig. Ein großer Teil des aus der Luft entzogenen Wärmestroms kommt aus dem Phasenwechsel des Wassers. Die Verdampfungsenthalpie von Wasser ist mit etwa 2257 kJ/kg sehr hoch [46]. Diese Energie muss dem Wasser beim Kondensieren wieder entzogen werden. Ohne Phasenwechsel könnte die Zuluft deutlich effektiver gekühlt werden.

In RLT-Anlagen ist somit besonders das Verständnis der Luftentfeuchtung wichtig für die Grundlage aller Forschungsarbeiten bezüglich einer effektiveren Raumklimatisierung und Produktionstechnik.

VDI-Richtlinien der Kommission zur Reinhaltung der Luft (KRdL) schlagen verschiedene Verfahren der Partikel- bzw. Aerosolabscheidung aus Luftströmungen vor. Darunter fallen Massenkraftabscheider (VDI 3676), filternde Abscheider (VDI 3677), Elektrofilter (VDI 3678) sowie Nassabscheider/Tropfenabscheider (VDI 3679) [14].

Nassabscheider bzw. Wäscher können feste, flüssige und gasförmige Verunreinigungen aus einem Gas entfernen. Die Aerosole werden in der Waschflüssigkeit gebunden und mit dieser abgeschieden. Die in der Waschflüssigkeit gebundenen Teilchen werden danach von Tropfenabscheidern aus dem Gasstrom entfernt. Zyklone und Drallabscheider sowie Lamellenabscheider und Gestricke sind häufig verwendete Abscheideverfahren [44].

Elektrostatische Staubabscheider werden schon seit Jahren weiterentwickelt und scheiden die Partikel auch aus größeren Volumenströmen ab. Elektrofilter unterscheiden sich von dem neuartigen Abscheideverfahren dadurch, dass die aufgeladenen Staubteilchen im elektrischen Feld nach dem coulombschen Gesetz in Richtung Niederschlagselektrode abgelenkt werden. Somit wirkt hier nicht die dielektrophoretische, sondern die coulombsche Kraft [45].

Durch die immer höheren Anforderungen an die Luftreinheit müssen immer kleinere Teilchen abgeschieden werden. Gerade im Bereich kleinerer Partikel nimmt der Energiebedarf der konventionellen Verfahren jedoch deutlich zu. Dies wird durch das Diagramm von Holzer deutlich, der den spezifischen Energiebedarf in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers empirisch ermittelt hat [16]. Deshalb ist es wichtig, neue effiziente Verfahren zu entwickeln.

Für das gesamte, viele Teilbereiche umfassende Partikelabscheideverfahren aus einem Luftstrom wurde am Institut für Gebäudeenergetik, Thermotechnik und Energiespeicherung (IGTE) ein Patent angemeldet, welches den Prozess der heterogenen Kondensation des Wasserdampfs auf den Partikeln bis hin zur Ablenkung der mit Wasser umschlossenen Partikel durch Dielektrophorese schützt. Darin werden die verschiedenen Verfahren und möglichen Vorrichtungen beschrieben [47].

In bisherigen Arbeiten mit Berücksichtigung der dielektrophoretischen Kraft wurde vor allem an einer Erhöhung der Kondensationsrate geforscht [25]. Mit dem elektrischen Feld lässt sich der Wasserdampfdruck in der Nähe des Kondensators erhöhen und damit die Effizienz der Kondensation steigern. Dabei wird in einem inhomogenen elektrischen Feld die dielektrophoretische Kraft auf die Wassermoleküle ausgeübt. An einer Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik gänzlich ohne Phasenwechsel wurde bisher noch nicht geforscht.

Eine Luftentfeuchtung mit Hilfe der dielektrophoretischen Kraft verspricht deutlich effektiver zu sein wie konventionelle Anlagensysteme. Den zur Aufrechterhaltung des elektrischen Feldes nötige Strom ist aufgrund der geringen Selbstentladung der Elektroden sehr gering. Zudem kommt es durch die Wassermoleküle zu keinem Ladungsausgleich, da Dipole nach außen elektrisch neutral sind. Der Anlagenbetrieb einer solchen Methode der Luftentfeuchtung verspricht deshalb sehr kostengünstig zu sein.

In dieser Arbeit wird erstmals eine Potentialstudie zur Luftentfeuchtung auf alleiniger Basis der Elektrostatik durchgeführt. Neben der Auswahl einer für diesen Prozess geeigneten Geometrie werden alle auftretenden Kräfte auf Molekülebene diskutiert und in Gleichungen berücksichtigt. Mit dem Ziel eine Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik in Hinblick auf eine Umsetzbarkeit in RLT-Anlagen zu simulieren und zu bewerten, werden numerische und analytische Berechnungen zur Luftentfeuchtung durchgeführt. Außerdem wird erstmals die Abscheidung der Tropfen aus dem Luftstrom strömungstechnisch untersucht. Dadurch ist es möglich, das Abscheideverfahren theoretisch auf dessen Energieeffizienz gegenüber anderen Verfahren der Aerosolabscheidung zu untersuchen.

Q	Ladung
ε_0	Elektrische Feldkonstante/Dielektrizitätskonstante für Vakuum
ε_r	Stoffabhängige relative Permittivität
$r = \vec{r}_p $	Radius bzw. Ortsvektor des Teilchens im Zylinderkondensator
l	Länge des Zylinderkondensators
\hat{r}	Einheitsvektor

Auf eine Punktladung Q im elektrischen Feld wirkt der Kraftvektor \vec{F} . Dieser berechnet sich wie folgt:

$$\vec{F} = Q * \vec{E}(r) \quad (3-2)$$

Ladungen erzeugen somit Felder und üben Kräfte auf andere Ladungen im Feld aus. Diese Punktladungen erfahren Kräfte, die tangential zu den Feldlinien des Kondensatorfeldes wirken. Negative Punktladungen erfahren diese entgegen der Richtung der Feldlinien.

Die angelegte Spannung U in einem Zylinderkondensator berechnet sich nach Gleichung (3-3) und wird durch die Durchschlagfestigkeit des Dielektrikums, in diesem Fall Luft, begrenzt. Die Durchschlagsspannung U_d für Luft beträgt $3 \text{ kV/mm} = 3.000.000 \text{ V/m}$ [23, 39] und darf nicht überschritten werden, da es sonst zu einem Durchschlag kommt. Dieser führt zu einer Teilentladung und Bildung von reaktivem Ozon.

$$U = \frac{Q}{2\pi l \varepsilon_0 \varepsilon_r} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad (3-3)$$

Abhängig ist die Durchschlagsspannung U_d von der Temperatur, dem Druck und der Schlagweite zwischen den Elektroden und kann durch eine empirische Gleichung nach dem Paschen Gesetz ermittelt werden. Die Luftfeuchtigkeit hat in einem schwach inhomogenen Feld einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Durchschlagfestigkeit [23].

Wie in Bild 3-2: Durchschlagsspannung in Abhängigkeit der Geometrie [21] zu sehen ist, ist die Durchschlagsspannung stark von der Geometrie abhängig. Stark gekrümmte Elektroden weisen hohe Feldstärken auf und begünstigen die Ionisierungsbedingungen. Bei schwachen inhomogenen Feldern kommt es bei Überschreitung der Durchschlagsspannung unmittelbar zum Durchschlag, wohingegen bei stark inhomogenen Feldern erst eine Vorentladung (Koronaentladung) stattfindet. U_e bezeichnet die Einsatzspannung für Koronaentladungen [23, 39].

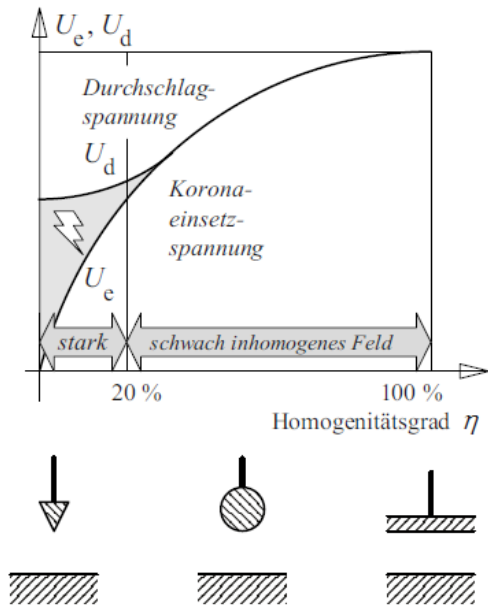


Bild 3-3: Durchschlagspannung in Abhängigkeit der Geometrie [21]

Generell werden Kondensatoren durch Hochspannungsquellen aufgeladen. Durch Ionisation der Luftmoleküle und der Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung wird der Kondensator mit der Zeit entladen. Das Medium Luft wird sozusagen zu einem Leiter. Da die Spannung in diesem Aufbau jedoch konstant gehalten werden sollte, muss die Spannung im Kondensator durch eine äußere Spannungsquelle und damit kleine Ladeströme aufrechterhalten werden.

3.1.2 Permanente Dipolmoleküle

Ein Dipol besitzt zwei räumlich getrennte Pole. Es besteht aus zwei entgegengesetzten gleichen Ladungen Q mit einem geringen Abstand \vec{l} zwischen positivem und negativem Ladungsschwerpunkt. Insgesamt ist ein Dipol elektrisch neutral. Charakterisiert wird ein Dipol durch das Dipolmoment, welches sich aus der Ladung Q (Stärke der Pole) und dem Vektor \vec{l} (von der negativen zur positiven Ladung) berechnet. Dementsprechend handelt es sich beim Dipolmoment \vec{p} um einen Vektor, der durch folgende Formel beschrieben wird:

$$\vec{p} = Q * \vec{l} \quad (3-4)$$

Innerhalb von den meisten Dipolmolekülen kommt es zu einer permanenten Ladungsverschiebung. Je größer die Ladungsverschiebung, desto höher ist das Dipolmoment. Die Stoffe Wasser, Salzsäure und Ammoniak zählen zu den bekanntesten Dipolmolekülen. Messungen zeigen, dass das Dipolmoment von Wasser $6,152 * 10^{-30}$ Cm beträgt.

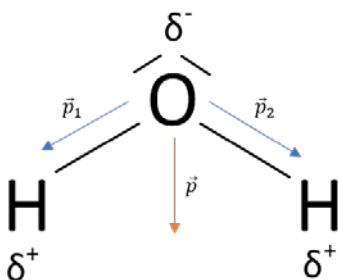


Bild 3-4: H₂O-Dipolmolekül und sein Dipolmoment

3.1.3 Dielektrophorese und dielektrophoretische Kraft

In einem inhomogenen elektrischen Feld werden Partikel durch Polarisierungseffekte oder permanente Dipole bewegt. Permanente Dipolmoleküle erfahren zum einen ein Drehmoment (Rotation) und zum anderen, aufgrund der Dielektrophorese, eine translatorische Bewegung. Diese Bewegungen sind abhängig von der vorliegenden Feldstärke \vec{E} und dem Dipolmoment \vec{p} .

Das Drehmoment \vec{D} wird durch folgenden Zusammenhang beschrieben und ist für die rotatorische Bewegung sowohl im inhomogenen als auch homogenen E-Feld verantwortlich. [7]

$$\vec{D} = \vec{p} \times \vec{E} \quad (3-5)$$

Sobald das Dipolmoment parallel zu den Feldlinien verläuft ist das Dipolmolekül ausgerichtet. Dieser Effekt tritt auch im homogenen Feld auf.

Translatorische Bewegung (Dielektrophoretische Kraft)

Die resultierende translatorische Kraft auf Dipolmoleküle (F_1-F_2) in inhomogenen Feldern, auch dielektrophoretische Kraft genannt, wird durch die verschiedenen großen Feldstärken an den Schwerpunkten der Pole hervorgerufen. Die Kraft F_1 auf die negative Partialladung in Richtung der zunehmenden Feldstärke ist größer als die Kraft F_2 auf die positive Partialladung in Richtung abnehmender Feldstärke, wie in Bild 3-4 zu sehen ist.

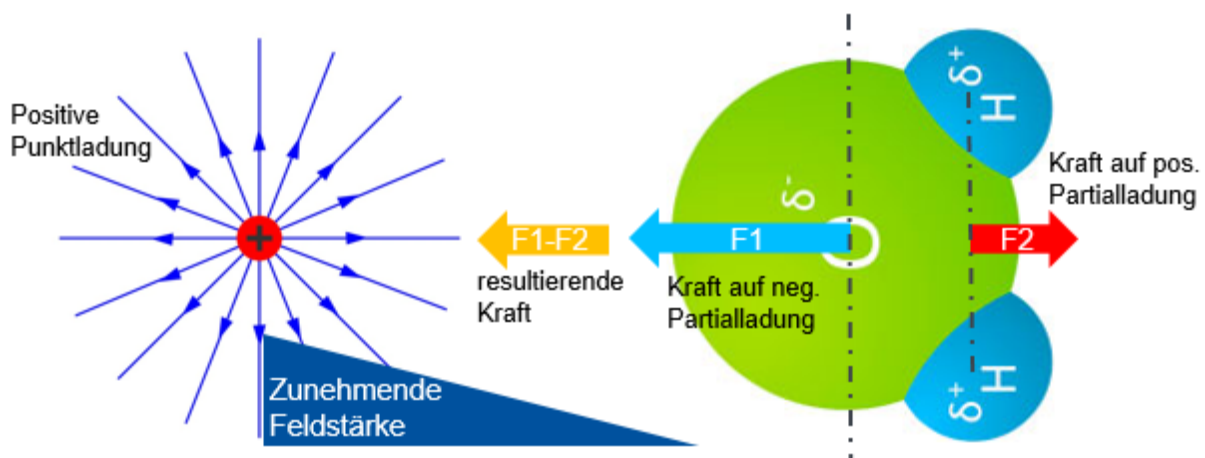


Bild 3-5: Dielektrophoretische Kraft im inhomogenen elektrischen Feld

Die beschleunigende Kraft auf das Molekül im inhomogenen elektrischen Feld setzt sich aus den Teilkräften F_1 und F_2 zusammen und wird durch entsprechende Grenzwertbildung und Approximation hergeleitet [7].

$$F = F_1 - F_2 = Q (E(r+d) - E(r)) = Q d \frac{dE}{dr} = p \nabla E \quad (3-6)$$

$$\vec{F} = \vec{p} \nabla \vec{E} \quad (3-7)$$

Diese ergibt sich aus dem Dipolmoment p und dem Vektorgradienten des inhomogenen Feldes ∇E . Der Vektorgradient stellt einen Tensor 2. Grades dar. Der Kraftvektor lässt sich in Komponentenschreibweise wie folgt darstellen [7].

$$F_x = p \operatorname{grad} E_x = p_x \frac{\partial E_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_x}{\partial y} + p_z \frac{\partial E_x}{\partial z}$$

$$F_y = p \operatorname{grad} E_y = p_x \frac{\partial E_y}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_y}{\partial y} + p_z \frac{\partial E_y}{\partial z}$$

$$F_z = p \operatorname{grad} E_z = p_x \frac{\partial E_z}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_z}{\partial y} + p_z \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

Clusterbildung

Viele H₂O-Dipolmoleküle bilden im Verbund einen Tropfen bzw. ein Cluster. Durch diese Zusammenschlüsse und zusätzliche Polarisierung wird das Dipolmoment nach [12] um bis zu 40% gesteigert. Dies erhöht die dielektrophoretische Kraftwirkung auf die Teilchen.

3.2 Strömungstechnik – Teilchenbewegung in Gasen

In diversen verfahrenstechnischen Prozessen kommen disperse Zweiphasenströmungen vor. Beispielsweise werden in einigen Verfahren, wie in Zyklonen oder Zentrifugen, Partikel von der kontinuierlichen Phase getrennt. Hierbei sind die Partikel annähernd gleichmäßig in der kontinuierlichen Phase verteilt [22, 46].

Grundsätzlich wird zwischen verdünnt dispersen und dicht dispersen Systemen unterschieden. In einer verdünnt dispersen Strömung ist die Zeit zwischen Partikelkollisionen viel größer als die Antwortzeit der Strömung. Das heißt, dass die Partikelbewegung hauptsächlich durch die Strömung beeinflusst wird und nicht durch gegenseitige Kollisionen. Die Partikel bewegen sich auf Trajektorien, die wiederum Informationen über Temperatur, Geschwindigkeit und Größe liefern. Hingegen dominieren in dicht dispersen Strömungen die Kollisionen der Partikel untereinander und bewegen sich daraufhin in alle Richtungen. Die Strömungskräfte und äußeren Feldkräfte haben einen geringen Einfluss [6, 46].

Mithilfe von CFD-Simulationen lassen sich die Bewegungsgleichungen in stationären oder instationären Strömungen modellieren und die Wechselwirkung zwischen der dispersen und kontinuierlichen Phase berücksichtigen [46].

In den folgenden Unterkapiteln werden die Grundgleichungen beschrieben, welche auch in ANSYS Fluent angewendet werden.

3.2.1 Bewegungsgleichungen für Partikel

Hergeleitet wird die mathematische Beschreibung der Partikelbewegung aus dem 2. Newton'schen Axiom (dynamischen Grundgesetz). Impulse werden zwischen den Partikeln und der kontinuierlichen Strömung ausgetauscht. Somit werden die Bewegungsgleichungen in die Änderung der lokalen Koordinaten, Partikeltranslation und Rotationsgeschwindigkeit unterteilt [5]. Die gewöhnliche Differentialgleichung (DGL) für den Ort lautet wie folgt:

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p \quad (3-8)$$

\vec{u}_p Geschwindigkeit des Partikels

\vec{x}_p Position des Partikels

Die Gleichung der translatorischen Bewegung für ein Einzelpartikel wird durch folgende nichtlineare DGL 2. Ordnung beschrieben. Durch Integration wird die Partikelgeschwindigkeit bestimmt [2].

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = m_p \frac{\vec{u}_c - \vec{u}_p}{\tau_r} + m_p \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho_c)}{\rho_p} + \vec{F}_l \quad (3-9)$$

m_p Masse des Partikels

\vec{u}_p Geschwindigkeit des Partikels

\vec{u}_c Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase

ρ_p Dichte des Partikels

ρ_c Dichte der kontinuierlichen Phase

τ_r Dynamische Antwortzeit des Tropfens bzw. Partikels = Zeit, die Partikel benötigt, um auf Geschwindigkeitsänderung des umgebenden Gases zu reagieren

$m_p \frac{\vec{u}_c - \vec{u}_p}{\tau_r}$ Widerstandskraft

$m_p \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho_c)}{\rho_p}$ Auftriebskraft

\vec{F}_l Zusätzliche Kräfte

Die translatorische Bewegungsgleichung setzt sich aus der Widerstandskraft, der Auftriebskraft und den, durch verschiedene Randbedingungen geforderten, zusätzlichen Kräften zusammen. Folgend werden diese zusätzlichen Kräfte beschrieben [2, 35].

- Druckkraft (für Partikel geringerer Dichte)
- Kraft der virtuellen Masse (Beschleunigung des Partikel-umgebenden Fluids)
- Basset-Kraft (Verzögerung oder Beschleunigung der sich ändernden Grenzschichtströmung an Partikeloberfläche)
- Magnus-Kraft (Querkraft durch Partikelrotation)
- Saffman-Kraft (Querkraft in Scherströmungen aufgrund ungleichförmiger relativer Anströmung der Partikel)
- Brownsche Kraft (Brownsche Bewegung von Partikeldurchmessern $< 1 \mu\text{m}$)

- Thermophoretische Kraft (Beschleunigung aufgrund von Temperaturgradienten des umgebenden Gases)
- Kräfte auf Partikel aufgrund von instationärer Strömung
- Elektrische Feldkräfte

Da bei größeren und schwereren Partikeln die Partikelrotation einen großen Einfluss auf die Trajektorie hat, wird eine zusätzliche, gewöhnliche Differentialgleichung für den Drehimpuls des Partikels aufgestellt [2].

Die Bewegungsgleichung für Rotation ((3-10) wird unter Berücksichtigung der Rotationsbeschleunigung gelöst [46].

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T} \quad (3-10)$$

$$I_p = 0,1 * m_p * D_p^2$$

I_p Trägheitsmoment einer Kugel

$\vec{\omega}_p$ Winkelgeschwindigkeit des Partikels

\vec{T} Angreifendes Drehmoment

Als zusätzliche Kraft wird in dieser Simulationsstudie neben der Widerstandskraft die in Unterkapitel 3.1.3 beschriebene, auf das Partikel wirkende dielektrophoretische Kraft verwendet.

Durch das geringe Dichteverhältnis (Fluiddichte/Partikeldichte) von ca. 10^{-3} für Gas-Feststoff- oder Gas-Flüssig-Strömungen können der Druckterm, die virtuelle Masse und die Basset-Kraft vernachlässigt werden. Die anderen Kräfte haben gegenüber der Widerstands- und Auftriebskraft nur einen geringen Einfluss auf die Ergebnisse und werden ebenfalls nicht in der Simulation verwendet.

3.2.2 Kräfte bei der Translationsbewegung von Partikeln

Die folgenden Kräfte treten bei der Teilchenbewegung in einem inhomogenen elektrischen Feld auf und gelten somit für das in dieser Studie verwendete Matlab- sowie ANSYS Fluent-Modell.

Widerstandskraft

Die Widerstandskraft hat den größten Einfluss auf die Kraftwirkung der Strömung. Maßgebend für diese Kraft ist die Größe der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und kontinuierlicher Gasströmung [35].

Die Widerstandskraft F_D für sphärische Partikel berechnet sich nach Gleichung (3-11) und ist von dem Widerstandsbeiwert c_D abhängig. c_D ist von der Reynolds-Zahl und diese wiederum von der Relativgeschwindigkeit, dem hydraulischen Durchmesser (hier Partikeldurchmesser d_p) und der kinematischen Viskosität der kontinuierlichen Phase ν_c abhängig.

$$F_D = c_D \frac{\pi}{4} d^2 \frac{\rho_c}{2} (\vec{u}_p - \vec{u}_c(\vec{x}_p))^2 \quad (3-11)$$

$$c_D(Re)$$

$$Re = \frac{|\vec{u}_p - \vec{u}_c(\vec{x}_p)| \cdot d_p}{\nu_c} \quad (3-12)$$

Mithilfe von Experimenten kann die in Bild 3-5 abgebildete c_D - Re -Abhängigkeit für ein nichtrotierendes sphärisches Partikel dargestellt werden.

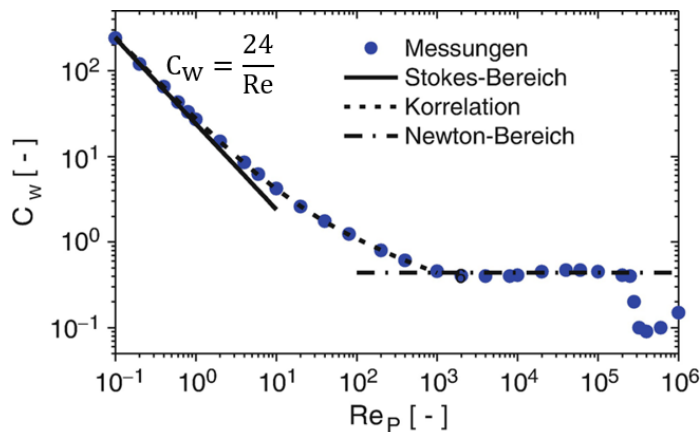


Bild 3-6: Abhängigkeit von $c_D (= c_w)$ und Reynolds-Zahl eines kugelförmigen Partikels [11]

Daraus lässt sich der Zusammenhang zwischen der Widerstandskraft von großen und kleinen Partikeln erkennen. Bei steigendem Partikeldurchmesser nimmt c_D ab. Dies resultiert relativ gesehen in einer größeren Widerstandskraft auf kleine Partikel.

Die Kennlinie wird in drei Reynoldszahl-Bereiche eingeteilt [46].

Tabelle 3-1: Widerstandsbeiwerte für Re-Zahl-Bereiche

Re-Zahl-Bereich	Widerstandsbeiwert	Beschreibung
$Re < 1$	$c_D = \frac{24}{Re}$	Näherung durch Stokessches Gesetz → „Stokes flow“
$0,5 < Re < 800$	$c_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687})$	Übergangsbereich, Korrelation nach Schiller und Naumann, 1933
$750 < Re < 3,5 \cdot 10^5$	$c_D = 0,45$	Newton-Bereich, Widerstandsbeiwert variiert nur um 13%

Im sogenannten „Stokes flow“ dominieren die Zähigkeitskräfte und es findet bei der Kugelumströmung keine Ablösung statt. Der Widerstandsbeiwert berechnet sich zu $c_D = \frac{24}{Re}$. Eingesetzt in Gleichung (3-11) ergibt sich folgende Widerstandskraft nach dem Gesetz von Stokes:

τ_c beschreibt die Zeit, in der die kontinuierliche Phase im Strömungsfeld nicht abgelenkt wird. Diese kann über das Verhältnis von der charakteristischen Länge des Strömungsfeldes L (Länge des Zylinderkondensators) zur charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit u_c abgeschätzt werden [6, 26].

$$\tau_c = \frac{L}{u_c} \quad (3-17)$$

Zusammengefasst kann die Stokes-Zahl mit folgender Gleichung beschrieben werden.

$$St = \frac{\tau_{dyn}}{\tau_c} = \frac{\rho_p d_p^2 u_c}{18 \mu_c L} \quad (3-18)$$

Die dimensionslose Stokes-Zahl (St) ist ein Maß dafür, inwiefern sich Partikel mit der kontinuierlichen Phase passiv mitbewegen oder eine Eigendynamik ausbilden [26].

St \ll 1: geringe dynamische Antwortzeit \rightarrow die Partikel folgen der kontinuierlichen Phase

St \approx 1: intensive Wechselwirkung zwischen der kontinuierlichen und dispersen Phase

St \gg 1: geringe Verweilzeit \rightarrow Trägheit des Partikels dominiert und entwickelt Eigendynamik

3.3 Simulation von Zweiphasenströmungen

Zweiphasenströmungen kommen in vielen Bereichen der Natur und Technik vor. Beispiele hierfür sind: Kavitation an Laufrädern von Turbinen, Sedimentation, verschiedene verfahrenstechnische Anlagen (Kolonnen, Wäscher, Trockner, ...), Gas- und Flüssigkeitsströmungen in Rohren, Zerstäuber oder Zyklonabscheider.

Die Phasen können verschiedene Aggregatzustände abbilden und sind verschieden miteinander kombinierbar [26].

- Gas/Flüssigkeit (Wasser-Wasserdampf, Wasser-Luft)
- Flüssigkeit/Flüssigkeit (Öl-Wasser)
- Gas/Feststoff (Luft-Festpartikel)
- Flüssigkeit/Feststoff (Wasser-Sand)

Numerisch lassen sich diese Mehrphasenströmungen bzw. Zweiphasenströmungen mit zwei verschiedenen Modellierungsansätzen abbilden, dem Euler-Euler und Euler-Lagrange Ansatz. Das Euler-Euler Modell ist für mehrere getrennte und interagierende Phasen (Kontinuum) geeignet, wohingegen der Euler-Lagrange Ansatz die einzelnen Partikel in der Strömung als Punktmasse modelliert [6].

Ideal wäre ein numerisches Modell, welches für jede Partikeloberfläche entsprechende Randbedingungen enthält. Somit könnten die Navier-Stokes Gleichungen auf ein Partikelfeld angewendet werden. Aus der Strömungsdynamik und den Körperkräften könnte auf die neue Position, Bewegung und Rotation geschlossen werden. In den meisten Industrieanwendungen/-prozessen geht die Partikelanzahl jedoch in den Millionenbereich, sodass die Rechenleistung derzeit noch zu gering ist, um die Bewegungsgleichungen für jedes Partikel lösen zu können [6]. Deshalb wird in einigen Fällen die sogenannte Diskrete Paket

Methode („Discret Parcel Method“) angewendet. Es wird ein Paket („Parcel“) an Partikeln betrachtet, in dem alle Partikel die gleiche Größe, Geschwindigkeit, Rotationsrate usw. haben. Ein Paket wird somit von einem stellvertretenden Partikel repräsentiert. Die Pakete werden durch das Feld verfolgt und bestimmen durch ihre Eigenschaften beim Passieren der Punkte im Strömungsfeld die lokalen Eigenschaften der Partikelwolke [6, 48].

3.3.1 Euler-Euler und Euler-Lagrange Modellansatz

Im Euler-Euler Modellansatz werden beide Phasen als jeweils ein Fluid angesehen. Dadurch werden die Partikel nicht einzeln betrachtet, sondern als eine Phase, die mit der kontinuierlichen Phase in Wechselwirkung steht. Beide Strömungen werden in festen Kontrollvolumina modelliert. Wie bei der kontinuierlichen Phase werden die Massen-, Momenten- und Energiegleichungen gelöst. Sobald der Volumenanteil der dispersen Phase ausreichend groß ist, kann dieses Modell verwendet werden und der mittlere Partikelabstand ist somit kleiner als die Gitterweite. Die Rechenleistung ist vom Partikelvolumenanteil unabhängig [48].

Das diskrete Phasenmodell (Euler-Lagrange Modellansatz) hat den Vorteil, dass Gas-Partikelströmungen heute schon realitätsgetreu abgebildet werden können. Das Paket wird durch ein repräsentatives Partikel beschrieben und dessen Bewegung auf das ganze Paket abgeleitet. Jedes Paket enthält eine bestimmte Anzahl an Partikeln, die dieselben Eigenschaften besitzen. Sie bewegen sich als Gruppe [6].

Die in 3.2.4 beschriebene Stokes-Zahl gibt außerdem Auskunft darüber, ob eines der Modelle verwendet werden kann [6].

$St \ll 1$: Das Partikel/der Tropfen folgt der kontinuierlichen Phase und es kann das DPM oder das Euler-Modell angewendet werden.

$St > 1$: Das Partikel/der Tropfen folgt der kontinuierlichen Phase nicht (Eigendynamik) und kann deshalb mit keinem der beiden Modelle abgebildet werden.

$St \approx 1$: Es können beide Modelle angewendet werden.

In der folgenden Tabelle werden die Eigenschaften der beiden Modelle gegenübergestellt.

Tabelle 3-2: Zweiphasenströmungsmodelle

Euler-Euler Modell	Euler-Lagrange Modell
Eulersche Betrachtung: Das Strömungsfeld wird von einem festen Punkt aus beobachtet (siehe Bild 3-6)	Lagrangesche Betrachtung: Beobachtungspunkt bewegt sich mit Strömungsfeld mit (siehe Bild 3-7)
<ul style="list-style-type: none"> Konzentrationsunterschiede in Raum und Zeit, Partikel werden als Konzentrationsprofil betrachtet Partikelvolumenanteil > 12 % [2] 	<ul style="list-style-type: none"> Partikel werden als Punktmasse modelliert Partikelvolumenanteil < 12%: Volumen gegenüber der kontinuierlichen Phase vernachlässigbar, jedoch hoher Partikelmassenstromanteil möglich [2]
<ul style="list-style-type: none"> Lösen von Impuls- und Kontinuitätsgleichung für jede Phase Kopplung durch Druck- und Interphasenaustauschkoeffizienten 	<ul style="list-style-type: none"> Kontinuierliche Phase wird durch Lösen der Navier-Stokes Gleichungen als ein Kontinuum behandelt, Dispergierte Phase wird durch berechnetes Strömungsfeld verfolgt Kann Impuls, Masse und Energie mit der flüssigen Phase austauschen [26]
<ul style="list-style-type: none"> Partikelbewegung wird von Kollisionen und dem ständigen Kontakt mit dem Strömungsfeld beeinflusst Geeignet für dichte disperse Strömungen 	<ul style="list-style-type: none"> Partikelbewegung wird hauptsächlich von Widerstands- und Auftriebskraft beeinflusst Geeignet für verdünnte disperse Strömungen

In dieser Simulationsstudie wird der Euler-Lagrange Ansatz verwendet, da die Flugbahnen der einzelnen Partikel untersucht werden sollen und die Annahme besteht, dass der Partikelvolumenanteil gegenüber der kontinuierlichen Phase vernachlässigt werden kann (< 12 %).

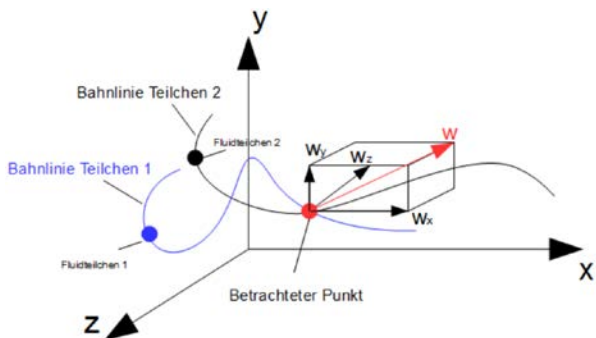


Bild 3-7: Eulersche Betrachtung [24]

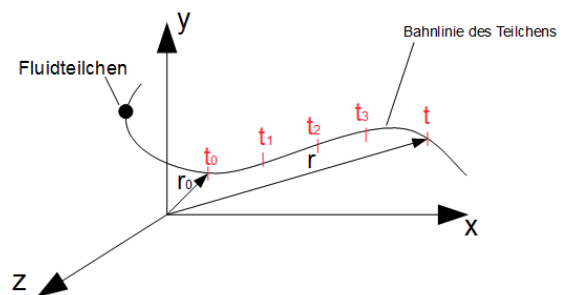


Bild 3-8: Lagrangesche Betrachtung [24]

3.3.2 Diskretes Phasenmodell (DPM)

Die Teilchentrajektorien werden im diskreten Phasenmodell mit dem Lagrange Ansatz berechnet und mit der Gasphase (Eulerscher Ansatz) gekoppelt. Die Teilchen werden als Punktmassen modelliert und die Koordinatensysteme begleiten diese stetig [2]. Wärme, Masse und Impuls können mit der Gasphase ausgetauscht, sowie der Einfluss auf die Teilchentrajektorien und die kontinuierliche Phase durch die Kopplung zwischen den Phasen berücksichtigt werden [1].

Die Veränderung von Teilcheneigenschaften durch Verdunstung, Kondensation oder Aufladung werden durch verschiedene Gleichungssysteme beschrieben. Zusätzlich kann das Aufbrechen oder Zusammenwachsen von Tropfen modelliert werden [35].

Das diskrete Phasenmodell wird bei einem Volumenanteil von weniger als 12 % verwendet, da mit diesem Modell keine Partikelinteraktionen abgebildet werden können. Wäre der Volumenanteil größer als 12 % könnten die auftretenden Partikelinteraktionen einen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse haben. Es eignet sich somit für die Modellierung von teilchenbeladenen Strömungen mit geringer Beladung, Zyklonabscheidern und Sprühtrocknern [1].

In folgendem Abschnitt wird die Kopplung zwischen der diskreten und kontinuierlichen Phase näher beschrieben.

Sobald eine gegenseitige Wechselwirkung der dispersen und kontinuierlichen Phase untersucht werden soll, müssen die Phasen in beide Wirkungsrichtungen miteinander gekoppelt werden (2-Wege-Kopplung). Ist nur der Einfluss der kontinuierlichen Phase auf die diskrete Phase von Bedeutung, wird eine 1-Weg-Kopplung durchgeführt. Mithilfe der Phasenkopplung können Massen-, Impuls- und Energietransport modelliert werden (siehe Bild 3-8). Die Massenkopplung berücksichtigt zum Beispiel die zusätzliche Masse der kontinuierlichen Phase durch Verdampfung der dispersen Phase. Der Impulsaustausch ist sowohl auf die Widerstandskraft gegenüber den beiden Phasen zurückzuführen als auch auf die zusätzliche Masse bzw. reduzierte Masse durch Verdampfung der dispersen Phase. Wärme- und Kälte transport entsprechen der Kopplung des Energietransports [6].

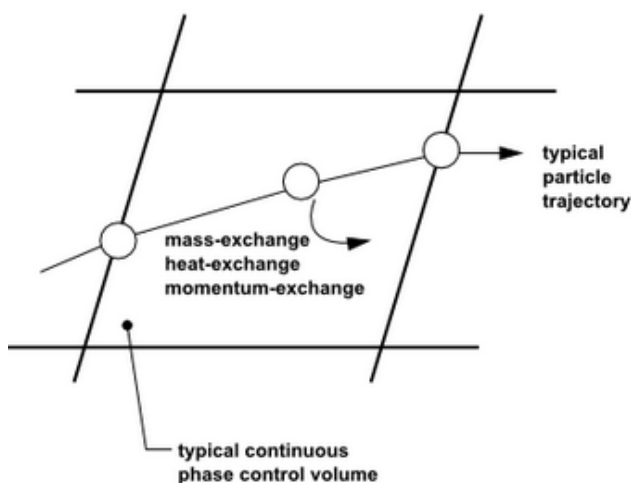


Bild 3-9: Massen-, Impuls- und Energietransport [13]

Bei der 1-Weg-Kopplung (siehe Bild 3-9) werden zuerst die Navier-Stokes-Gleichungen der kontinuierlichen Phase gelöst und danach die Bewegungsgleichungen mit den zuvor

berechneten Werten der kontinuierlichen Phase. Bei der 2-Wege-Kopplung (Bild 3-10) wird das kontinuierliche Strömungsfeld für ein paar Iterationen gelöst und dann für jede Partikelinjektion die Bewegungsgleichung. Mit dem Massen-, Impuls- und Energieaustausch während der Berechnung der Partikeltrajektorien wird der Quellterm der kontinuierlichen Phase modifiziert. Danach wird wiederum das Strömungsfeld berechnet. Diese Schritte werden solange durchgeführt, bis sich die Lösung beider Phasen nicht mehr ändert, also konvergiert [2].

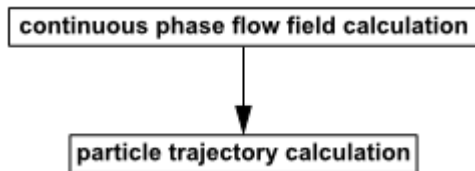


Bild 3-10: 1-Wege-Kopplung in DPM Modell

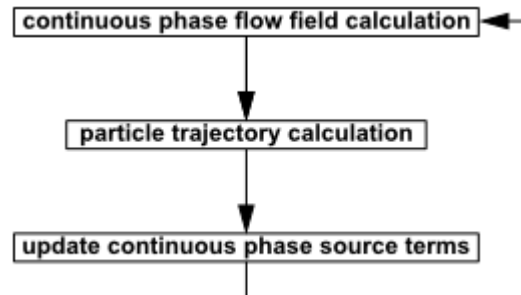


Bild 3-11: 2-Wege-Kopplung in DPM-Modell

Die 2-Wege-Kopplung wird in Fluent über das Diskrete Phasenmodell mit dem Befehl „Interaction with continuous phase“ aktiviert.

Es gibt auch eine Vier-Wege-Kopplung. Diese berücksichtigt zusätzlich noch die Interaktionen von Tropfen untereinander. ANSYS Fluent stellt dafür verschiedene Modelle der Spray-Modellierung zur Verfügung, unter anderem das „Droplet Collision Model“ und das „Spray Breakup Model“. Angewendet werden diese Modelle jedoch nur bei der diskreten Phasenmethode im instationären Zustand. Im stationären Zustand interagieren die Teilchen nicht miteinander und werden jeweils einzeln in der Domäne verfolgt.

Für Partikel, die eine Grenze des durchströmten Volumenkörpers erreichen, kann zwischen verschiedenen Randbedingungen gewählt werden. Die Zusammenstöße der Partikel mit der Wand können als elastisch oder nicht elastisch angenommen werden („Reflect“). Eine weitere Grenzbedingung wird mit „Escape“ beschrieben. Hier verlassen die Teilchen das Strömungsfeld, sobald sie eine Grenze erreichen. Somit werden sie in der Berechnung nicht mehr beachtet [2].

Ein weiterer Effekt, der in ANSYS Fluent mit dem DPM modelliert werden kann, ist die turbulente Dispersion der Partikel im Fluid. Diese beschreibt den Einfluss von turbulenten Schwankungen der fluiden Phase auf die Partikelbewegung. Diese können in ANSYS Fluent durch zwei Modelle abgebildet werden, dem „Stochastic Tracking“ und dem „Particle Cloud“ Modell [46].

Um die in Kapitel 3.1.3 beschriebene dielektrophoretische Kraft auf die Teilchen im inhomogenen elektrischen Feld in das diskrete Phasenmodell zu implementieren, wird eine benutzerdefinierte Funktion verwendet. Der Aufbau dieser Funktion wird im folgenden Kapitel beschrieben.

3.3.3 User Defined Functions

User defined functions (UDF) sind in C oder C++ geschriebene benutzerdefinierte Funktionen (.c oder .cpp – Endung) und ermöglichen das benutzerdefinierte Erweitern und Verbessern

von Standardfunktionen in ANSYS Fluent. In ANSYS wird die UDF vom Fluent-Solver aufgerufen. Es können benutzerdefinierte Randbedingungen, wie beispielsweise die Definition eines Geschwindigkeitsprofils, Materialeigenschaften, Quellterme der Transportgleichungen oder, speziell für diskrete Phasenmodelle, Körperkräfte auf ein Partikel und Widerstandskoeffizienten zwischen Partikeln und Fluid definiert werden.

Um eine UDF für ein bestimmtes Verfahren zu schreiben, werden vordefinierte, sogenannte DEFINE Makros verwendet. Bei dem Diskreten Phasenmodell gibt es „Discrete Phase Model DEFINE Macros“. Eine Übersicht dieser DEFINE Makros ist im Anhang in Tabelle 10-1 zu finden. Mithilfe dieser Makros können neben der Körperkraft auch Wärme- und Massentransport von Mehrkomponententeilchen in die Gasphase sowie Algorithmen zur Kollision von Partikeln implementiert werden [2].

Zusätzlich stellt ANSYS Fluent Makros zur Verfügung, die den Zugriff auf Fluent-Solver Daten von Ein- und Mehrphasenströmungen ermöglichen und für das Schreiben von Funktionen verwendet werden können. Für den Datenzugriff auf das diskrete Phasenmodell gibt es verschiedene vordefinierte Makros. Eine Auswahl dieser ist in Tabelle 3-3 aufgelistet.

Tabelle 3-3: Datenzugriffs-Makros, DPM

Makro	Argumententyp	Rückgabewert
TP_POS(tp)[i]	Tracked_Particle *tp, int i	position i= 0, 1, 2
TP_VEL(tp)[i]	Tracked_Particle *tp, int i	velocity i= 0, 1, 2
TP_DIAM(tp)	Tracked_Particle *tp	diameter
TP_RHO(tp)	Tracked_Particle *tp	density
TP_MASS(tp)	Tracked_Particle *tp	mass

Im folgenden Abschnitt wird der Aufbau und die Funktion einer UDF anhand der Berechnung einer Körperkraft beschrieben.

Der Kompilerbefehl #include "udf.h", der am Anfang jedes UDF-Codes steht, beinhaltet Definitionsdateien, die z.B. das Verwenden von mathematischen Operatoren in der benutzerdefinierten Funktion ermöglichen.

Für die Implementierung der Körperkraft, die in dieser Studie auf die Partikel im inhomogenen elektrischen Feld wirkt, wird das Body Force DEFINE Makro (siehe Tabelle 10.1) verwendet. Das Makro beinhaltet folgende Argumente:

Tabelle 3-4: Body Force DEFINE Makro

DEFINE_DPM_BODY_FORCE(name, tp, i)	
name	Name der UDF
*tp	Zeiger auf die Datenstruktur der verfolgten Partikel
i	Gibt die kartesische Komponente der Körperkraft an, die von der Funktion zurückgegeben werden soll. → Kraft in x-, y- oder z-Richtung

Der Name wird vom Benutzer bereitgestellt, der Zeiger tp stellt eine Referenz auf die Datenstruktur des verfolgten Partikels dar und wird zusammen mit der Variablen i vom ANSYS Fluent-Solver an die UDF übergeben. Mithilfe der Datenzugriffs-Makros (siehe Tabelle 3-3) und den durch die Definitionsdateien (udf.h) verfügbaren mathematischen Operatoren, kann die Berechnung der Körperkraft in der Funktion implementiert werden.

Um die UDF in den Fluent Solver einlesen zu können, kann der Code kompiliert oder interpretiert werden. In dieser Studie wird der c-Code der UDF mithilfe Microsoft Visual Studio kompiliert und in die Fluent-Struktur geladen. Interpretierte UDF greifen über von Fluent bereitgestellte Makros nur indirekt auf Daten zu. Hingegen können kompilierte UDF über direkte Strukturreferenzen auf Fluent Lösungsdaten zugreifen. Der Fluent Solver liest nach der Kompilierung die udf.h-Datei automatisch ein. Nach der Kompilierung der UDF wird diese unter dem gegebenen Namen („name“ aus Tabelle 3-4) sichtbar und kann im Diskreten Phasen Injektionen Dialogfeld ausgewählt werden [2].

Sobald die UDF während der Simulation aufgerufen wird, berechnet diese die Körperkraft und gibt daraufhin die aus Körperkraft und Teilchenmasse resultierende Beschleunigung an den ANSYS Fluent-Solver zurück.

4 Tropfenabscheidung

4.1 Strömungstechnische Untersuchung der Abscheidung von Tropfen aus dem Luftstrom

In diesem Kapitel werden zuerst die auf die Tropfen wirkende dielektrophoretische Kraft und Widerstandskraft beschrieben. Danach wird der Modellaufbau in Matlab, die Modellerweiterung für die Geometrieoptimierung und der Modellaufbau der Teilchenbewegung im Kondensator in ANSYS Fluent dargestellt.

4.1.1 Herleitung der dielektrophoretischen Kraft

Die dielektrophoretische Kraft im Zylinderkondensator ist von den Radien der Innen- und Außenelektrode R_1 und R_2 , der Position des Teilchens im Feld und der angelegten Spannung U abhängig und wird von Gleichung (3-7) abgeleitet. Sie sorgt für die Beschleunigung der Teilchen in Richtung zunehmender Feldstärke, also der Innenelektrode.

Um die Feldstärke $\vec{E}(r)$ in Abhängigkeit von U zu bestimmen ergibt sich aus Gleichung (3-1) und (3-3) folgender Zusammenhang:

$$\vec{E}(r) = \frac{U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (4-1)$$

$r = |\vec{r}|$ Ortsvektor des Teilchens im Zylinderkondensator

\hat{r} Normierter Ortsvektor

Die elektrische Feldstärke ist dabei proportional zur Spannung U . Die maximal mögliche Feldstärke E_{max} für Luft ist durch die in Kapitel 3.1.1 vorgestellte Durchschlagspannung zu $3000000 \frac{V}{m}$ gegeben. Da der maximale Feldgradient am Innenrohr des Zylinderkondensators ($r = R_1$) auftritt, kann durch umformen von Gleichung (4-1) die maximale Spannung U_{max} bestimmt werden.

$$U = U_{max} = E_{max} R_1 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad (4-2)$$

Der Feldgradient $\nabla \vec{E}$ ist abhängig vom Radius und lässt sich aus Gleichung (4-1) wie folgt herleiten:

$$\nabla \vec{E} = \left| \frac{dE}{dr} \left(\frac{U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \right) \right| = \left| -\frac{U}{r^2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \right| = \frac{U}{r^2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (4-3)$$

Die dielektrophoretische Kraft $\vec{F}(r)$ im inhomogenen elektrischen Feld eines Zylinderkondensators setzt sich aus dem Dipolmoment \vec{p} (stoffspezifische Konstante) und dem Vektorgradienten von \vec{E} zusammen.

$$\vec{F}(r) = \vec{p} \frac{U}{r^2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (4-4)$$

4.1.2 Herleitung der Luft-Widerstandskraft

Für das verwendete Euler-Lagrange Modell stehen in ANSYS-Fluent weitere Modelle für die Berechnung der Widerstandsbeiwerte zur Verfügung. Das „Spherical Drag Law“ nach Morsi und Alexander (1972) beinhaltet drei Konstanten, die in ihrer Arbeit [23] für verschiedene Reynolds-Zahl-Bereiche angegeben sind. Die Ergebnisse für den Bereich sehr kleiner Reynolds-Zahlen bestätigen die Vereinfachung nach dem Stokeschen Gesetz ($C_D = \frac{24}{Re}$) [48].

Hierfür wird in ANSYS-Fluent das „Stokes Drag Law“ (vgl. Gleichung (3-14)) angewendet, welches für Partikelgrößen im Mikrometerbereich und kleinen Reynoldszahlen gilt.

In den Widerstandskraftterm $m_p \frac{\vec{u} - \vec{u}_p}{\tau_r}$ aus Gleichung 2-2 wird die dynamische Antwortzeit τ_r für geringe Reynolds-Zahlen (Gleichung (3-16)) eingesetzt. Umgeformt ergibt sich die Widerstandskraft aus Gleichung (3-14) nach dem Gesetz von Stokes.

$$\vec{F}_D = m_p \frac{18 \mu_c}{\rho_p d_p^2 C_c} (\vec{u}_c - \vec{u}_p) = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{18 \mu_c}{\rho_p d_p^2 C_c} (\vec{u}_c - \vec{u}_p) = 3\pi \mu_c d_p (\vec{u}_c - \vec{u}_p) \frac{1}{C_c} \quad (4-5)$$

Befinden sich die Partikel im submikronen Bereich, ist die mittlere freie Weglänge der Luft ($\lambda_0 = 0,0065 \mu m$) im gleichen Größenbereich wie die Partikel. Die Partikelbewegung ist dadurch von den Kollisionen mit den Gasmolekülen abhängig, was zu einer höheren Widerstandskraft führt. Hierfür wird der Cunningham-Korrekturfaktor C_c eingeführt, der durch eine empirische Gleichung in Fluent berechnet wird [46].

$$C_c = 1 + \frac{2\lambda_0}{d_p} (1,257 + 0,4e^{-(1,1d_p/2\lambda)}) \quad (4-6)$$

Der VDI 3679 [44] zufolge kann der Korrekturfaktor für Tropfen größer als $10 \mu m$ vernachlässigt werden.

4.1.3 Modellbeschreibung

Mit der dielektrophoretischen Kraft und Widerstandskraft wird die Bewegungsgleichung aufgestellt. Der Aufbau der Modelle in Matlab und ANSYS Fluent wird nachfolgend beschrieben.

Modellaufbau in Matlab

Um die Partikelbewegung in einer gleichmäßigen Modellströmung ($v_x = konst., v_y = 0$) für einen Zylinderkondensator berechnen zu können, wurde am IGTE ein Matlab-Modell entwickelt, welches die Bewegungsgleichung der Partikel mit den entsprechenden Annahmen analytisch sowie numerisch löst. Das Matlab-Modell wird in dieser Studie verwendet und für die Geometrieabschätzung des Zylinderkondensators modifiziert.

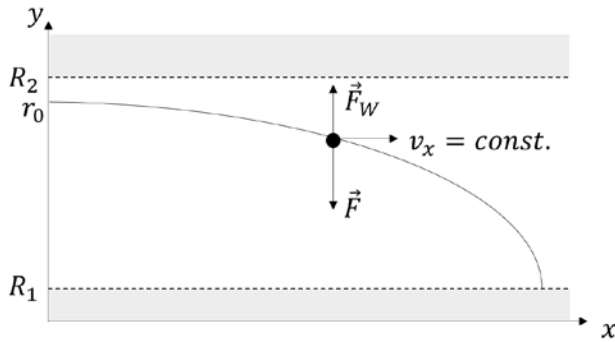


Bild 4-1: Ablenkung der Partikel durch Dielektrophorese

Bild 4-1 zeigt die auf ein Partikel wirkenden Kräfte im Zylinderkondensator. R_1 und R_2 definieren den Innen- bzw. Außenradius des Zylinderkondensators, bei r_0 tritt der Tropfen in den Zylinderkondensator ein, v_x beschreibt die durch die kontinuierliche Strömung induzierte konstante Partikelgeschwindigkeit und \vec{F}_D die Widerstandskraft aufgrund der relativen Geschwindigkeit zum Gas in y-Richtung durch die dielektrophoretische Kraft \vec{F} .

Die Bewegungsgleichung der Partikel in y-Richtung berücksichtigt die dielektrophoretische Kraft und Widerstandskraft und ist gegeben durch:

$$m_p \ddot{y} = \vec{F} - \vec{F}_D \quad (4-7)$$

$$m_p \ddot{y} = \vec{p} \frac{U}{y^2 * \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} - 3\pi \mu_c d_p \dot{y} \quad (4-8)$$

$$m_p \ddot{y} = \frac{K1 U}{y^2} - K2 \dot{y} \quad (4-9)$$

Für die konstanten Werte werden die Faktoren K1 und K2 eingeführt.

Durch die vereinfachte Annahme der Vernachlässigung der Partikelmasse für kleine Partikel ergibt sich eine homogene DGL 1. Ordnung, die durch Trennung der Variablen umgeformt und im Matlab-Modell für die analytische Lösung implementiert werden kann.

$$0 = \frac{K1 U}{y^2} - K2 \dot{y} \quad (4-10)$$

$$\dot{y}(t) = \frac{K1}{K2} U \frac{1}{y(t)^2} \quad (4-11)$$

$$y(t) = \sqrt[3]{3 \frac{K1}{K2} U t + r^3} \quad (4-12)$$

Die analytische Lösung erfüllt eine vereinfachte homogene DGL. Die Position des Partikels in x-Richtung ist ausschließlich von der konstanten Geschwindigkeit v_x und der Zeit t abhängig.

$$x(t) = v_x t \quad (4-13)$$

$$\dot{x}(t) = v_x \quad (4-14)$$

Für die numerische Lösung der nichtlinearen, gewöhnlichen DGL 2. Ordnung wird diese in ein DGL-System 1. Ordnung umgewandelt und mit Hilfe des ode45-Solvers (Ordinary Differential Equation Solver), der das explizite Runge-Kutta-Verfahren anwendet, gelöst.

$$\ddot{y} = \frac{K1 U}{m_p y^2} - \frac{K2}{m_p} \dot{y} \quad (4-15)$$

$$f = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix}$$

$$\frac{df}{dt} = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \ddot{x} \\ \ddot{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{K1 U}{m_p y^3} & 0 & -\frac{K2}{m_p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ \dot{x} \\ \dot{y} \end{pmatrix} \quad (4-16)$$

Die dielektrophoretische Kraft \vec{F} ist proportional von der Anzahl der H_2O -Moleküle in einem Tropfen abhängig. Je mehr Moleküle, desto höher \vec{F} . Die Anzahl der H_2O -Moleküle N berechnet sich aus der Masse des Tropfens m_p , der molaren Masse M und der Avogadro-Konstante N_a wie folgt:

$$N = N_a \frac{m}{M} \quad (4-17)$$

$$M = 0,01801528 \frac{kg}{mol}$$

Die Avogadro-Konstante sagt aus, dass 1 mol aus $6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen besteht. Mit den nun in Matlab implementierten Gleichungen und dem Lösen der Bewegungsgleichung lässt sich die Abscheidestrecke bestimmen. Um jedoch die optimale Geometrie bei minimalem Druckabfall zu finden, muss das bestehende Matlab-Modell erweitert werden.

Modellerweiterung in Matlab für Geometrieoptimierung

Die optimale Geometrie (minimaler Druckabfall) des Zylinderkondensators ergibt sich aus verschiedenen miteinander kombinierbaren Randbedingungen. Die mit Hilfe der Bewegungsgleichung (4-7) ermittelte Abscheidestrecke Δx ist von den Radien R_1 und R_2 , sowie vom Volumenstrom \dot{V} abhängig, der zu ermittelnde Druckabfall Δp wiederum von der Abscheidestrecke und den Radien. Δx beschreibt den Weg bis zum Aufprall des Partikels auf der Innenelektrode.

$$\Delta x = f(R_1, R_2, \dot{V})$$

$$\Delta p = f(\Delta x, R_1, R_2)$$

Dafür werden im vorhandenen Matlab-Skript, welches die speziellen Trajektorien der abzuschneidenden Partikel bei $r_0 = R_2$ und damit auch Δx berechnet, folgende Variationen durchgeführt:

- Variation des Innenradius R_1
- Variation des Außenradius R_2
- Variation des Volumenstroms \dot{V}

Die Trajektorien bei $r_0 = R_2$ werden für jede Kombination dieser Randbedingungen berechnet. Aus dem Volumenstrom und den jeweiligen Radien ergibt sich die Geschwindigkeit der Hauptströmung in x-Richtung (v_x) des Kondensators, welche wiederum Einfluss auf die Abscheidestrecke Δx hat. Die Kondensatorlänge wird immer auf die Abscheidestrecke angepasst. Mit der Abscheidestrecke und der Rohrreibungszahl λ wird der Druckabfall über die Kondensatorlänge (Δx) berechnet. Für alle Kombinationen der Variablen werden also nicht nur die Trajektorien berechnet, sondern auch der Druckabfall.

Die folgenden Gleichungen beschreiben den Druckabfall Δp in Abhängigkeit des hydraulischen Durchmessers D_h , der nach [8] für konzentrische Rohre verwendet werden kann, um auch in diesem Fall die empirischen Werte des Moody-Diagramms (siehe Bild 4-2) zu verwenden.

$$\Delta p = \lambda \frac{\Delta x}{D_h} \frac{1}{2} \rho_{Luft} v_x^2 \quad (4-18)$$

$$D_h = 2 (R_2 - R_1) \quad (4-19)$$

Für die Berechnung der Rohrreibungszahl λ gelten entsprechend der Reynolds-Zahl und der relativen Rauheit verschiedene Näherungsformeln. Die relative Rauheit gibt das Verhältnis der Wandraugigkeit k zu hydraulischem Durchmesser D_h an. Diese Näherungsformeln beschreiben das Verhalten der Strömung im laminaren und turbulenten Bereich. Diese Bereiche weisen folgendes Verhalten auf [4]:

- Im laminaren Bereich ($Re < 2320$) gilt das Stokessche Gesetz. λ ist ausschließlich von der Reynolds-Zahl abhängig, da die Wandraugigkeit durch die Viskosität des Fluids keinen Einfluss auf die Strömung hat.
- Hydraulisch glatte Rohre besitzen eine laminare Unterschicht, die die Wandraugigkeit k des Rohres vollständig abdeckt. Die Wirbel bilden sich hier nur in der Kernströmung und λ ist ausschließlich von der Reynolds-Zahl abhängig. Die relative Rauigkeit ist hier klein.
- Im Übergangsbereich werden die Turbulenzen von der Wandraugigkeit verursacht und mit steigender Geschwindigkeit wird die laminare Unterschicht dünner. λ ist somit von der Reynolds-Zahl sowie von der relativen Rauheit des durchströmten Querschnitts abhängig.
- Bei hydraulisch rauen Rohren ist die Rauigkeit für die Turbulenzen verantwortlich und λ ist von der relativen Rauigkeit abhängig. Die relative Rauigkeit ist hier groß.

Wird für den Zylinderkondensator Aluminium verwendet, kann mit einer Wandraugigkeit k von 0,002 mm gerechnet werden. Für einen sehr kleinen hydraulischen Durchmesser ($R_1 = 0,005$, $R_2 = 0,025$ m) ergibt sich eine relative Rauigkeit von $5 \cdot 10^{-5}$.

Folglich können die Näherungsformeln für den hydraulisch glatten Bereich verwendet werden. Diese sind in den Gleichungen (4-20) bis (4-23) aufgeführt und in Bild 4-2 gekennzeichnet. Die Formel nach Prandtl und v. Karman lässt sich iterativ mit einem Startwert von $\lambda = 0,02$ lösen.

Stokessche Gesetz:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad Re < 2320 \quad (4-20)$$

Formel nach Blasius:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad 2320 < Re < 10^5 \quad (4-21)$$

Formel von Nikuradse:

$$\lambda = 0,0032 + 0,221 Re^{-0,237} \quad 10^5 < Re < 10^6 \quad (4-22)$$

Formel von Prandtl und v. Karman:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(Re \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad Re > 10^6 \quad (4-23)$$

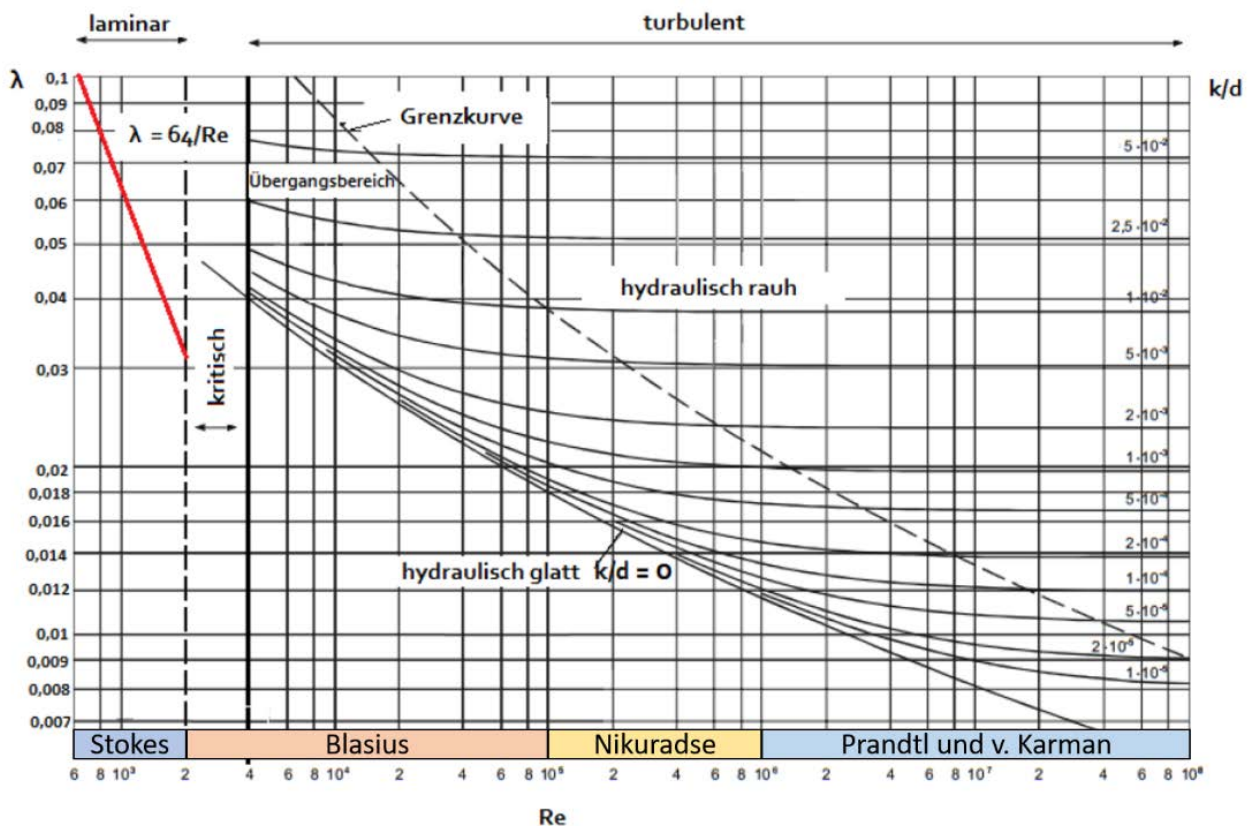


Bild 4-2: Moody-Diagramm für Rohrreibungszahl (in Anlehnung an [9])

Durch die vorgestellten Gleichungen lässt sich der Druckabfall des Zylinderkondensators nur näherungsweise bestimmen. Die Werte reichen jedoch aus, um verschiedene Geometrien relativ miteinander vergleichen zu können und eine Geometrie in der Nähe des Optimums zu finden.

Modellaufbau in Fluent

Mit der in 3.2.1 beschriebenen Differentialgleichung werden die Trajektorien der Teilchen modelliert und es wird das diskrete Phasenmodell verwendet. Die dielektrophoretische Kraft wird durch eine UDF berücksichtigt.

Das stationäre, kompressible und turbulente Strömungsfeld wird mit den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) und einem Turbulenzmodell beschrieben. Hochfrequente Turbulenzen werden durch das Turbulenzmodell berechnet und das Rechenetz muss dadurch die Turbulenzen nicht auflösen. Die Rechenzeit ist gegenüber dem Lösen der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen deutlich geringer. ANSYS Fluent verwendet die Methode der finiten Volumen und die Erhaltungsgleichungen werden in Integralform auf jedes Kontrollvolumen angewendet [35].

Turbulenzmodell: Fluent stellt eine weite Bandbreite an Turbulenzmodellen zur Verfügung, welche von dem standardmäßigen $k-\epsilon$ und RNG $k-\omega$ Turbulenzmodell (Wirbelviskositätsmodell) bis hin zu dem rechenaufwendigeren Reynolds-Spannungsmodell (RSM, 7 Gleichungsmodell) reichen. Diese Modelle basieren auf den Reynolds-gemittelten Gleichungen [10].

Zur Anwendung von Turbulenzmodellen bei der Simulation von Zyklonen wurden bereits viele Untersuchungen durchgeführt. Für die Modellierung der stark drall-behafteten Strömung und deren Wirbelbildung wird in zahlreichen Studien die Verwendung des RSM 7-Gleichungsmodell empfohlen. Die mit dem RSM generierten Simulationsergebnissen stimmen hier am besten mit den Messergebnissen überein.

Da die Geometrie des Zylinderkondensators kein aufwändig zu modellierendes Strömungsfeld darstellt, kann in dieser Simulationsstudie ohne allzu großen Zeitaufwand auch das komplexere, anisotrope RSM 7-Gleichungsmodell verwendet werden.

In [35] wird für die numerische Berechnung des Strömungsfeldes eines Elektrofilters das SST $k-\omega$ Turbulenzmodell (Zwei-Gleichungsmodell) verwendet. SST steht für Schubspannungstransport. Dieses vereint die realitätsgetreue Abbildung der wandnahen Grenzschicht ($k-\omega$ Modell) mit dem $k-\epsilon$ Modell für die ungehinderte freie Strömung.

Implementierung der dielektrophoretischen Kraft: Die UDF mit dem Namen „particle_body_force“ generiert die dielektrophoretische Kraft auf ein Teilchen im durchströmten Zylinderkondensator (siehe Kapitel 3.3.3). Das Makro „DEFINE_DPM_BODY_FORCE“ wird von ANSYS Fluent in jedem Iterationsschritt aufgerufen. Dies erfordert einen hohen CPU-Bedarf, wodurch es vorteilhaft ist, die UDF davor zu kompilieren und nicht zu interpretieren. Sobald die UDF kompiliert ist, kann diese in den Einstellungen des DPM unter UDF Body Force aufgerufen werden [2].

Der ANSYS Fluent Solver übergibt der UDF die Variablen tp und i . Die UDF berechnet damit die dielektrophoretische Kraft und gibt die Wirkung als Beschleunigung (in m/s^2) an den ANSYS Fluent Solver zurück.

Im Code werden Parameter definiert, die zum Teil auch von der Geometrie abhängig sind. Die konstanten Werte des Dipolmoments, die Molmasse von Wasser, die Avogadro-Konstante sowie die Dichte von Wasser (siehe Tabelle 4-1) werden am Anfang des Codes definiert. Die Avogadro-Konstante gibt die Teilchenanzahl N pro Stoffmenge an und wird, wie in Kapitel 0, für die Berechnung der Anzahl an Wassermolekülen in einem Tropfen verwendet. Die maximale Spannung U_{\max} ist von dem Radius der Innenelektrode, der Durchschlagsspannung E_{\max} und den Radien des Zylinderkondensators abhängig.

$$U_{\max} = E_{\max} \cdot R_1 \cdot \ln(R_2/R_1)$$

Tabelle 4-1: Verwendete Parameter in der UDF

Beschreibung	Zeichen	Wert	Einheit
Dipolmoment	dm	8,6128e-30	Cm
Molmasse von Wasser	M	0,01801528	kg/mol
Avogadro-Konstante	A	6,022e23	-
Dichte Wasser bei 20°C	rho	997	kg/m ³

Diese Werte werden in der UDF („particle_body_force“) definiert und für die Berechnung der dielektrophoretischen Kraft verwendet. Die Zeichen entsprechen denen der UDF. Der gesamte Code ist im Anhang 10.2 zu finden.

Implementierung des Zylinderkondensatormodells: Das Abführen der Partikel kann mit einer Hülse um das Innenrohr realisiert werden, die nach der Abscheidestrecke Δx der Tropfen angebracht ist. Die Hülse soll somit den Abtransport, der aus der Strömung abgelenkten Partikel am Innenrohr, ermöglichen.

In Matlab wird, neben den Optimierungsbeispielen 1 und 2 in Kapitel 4.2, eine Geometriestudie für eine fest vorgegebene Geschwindigkeit von $v = 10 \frac{m}{s}$ durchgeführt. Somit variieren nur R_1 und R_2 . Die Annahme dieser relativ hohen Geschwindigkeit ergibt sich aus vorhergehenden Simulationen, in denen die Partikeltrajektorien bei hohen Geschwindigkeiten über die ganze Strecke gut nachverfolgt bzw. visualisiert werden konnten.

Durch die festgelegte Geschwindigkeit von $10 \frac{m}{s}$ ergibt sich der minimale Druckabfall bei minimalem Querschnitt, da hier die Abscheidestrecke und der Volumenstrom minimal sind. Die Diagramme für den Verlauf von Druckabfall und Abscheidestrecke sind im Anhang 10.3 zu finden.

Wie in den Diagrammen zu sehen ist, ergibt sich der geringste Druckabfall bei der Kombination der minimal angenommenen Radien 0,01 m und 0,02 m. Aufgrund der besseren Visualisierbarkeit wird jedoch ein Zylinderkondensator ausgewählt, der bei einem Innenradius von $R_1 = 0,05 \text{ m}$, einem Außenradius von $R_2 = 0,12 \text{ m}$ und einer mittleren Geschwindigkeit von $v = 10 \frac{m}{s}$ einen Volumenstrom von $\dot{V} = 0,374 \frac{m^3}{s} = 1346 \frac{m^3}{h}$, bei immer noch geringem Druckabfall, reinigt. Die Abscheidestrecke beträgt etwa 0,4 m.



Bild 4-5: Inflation Layer zur besseren Auflösung der Grenzschicht

Das gesamte Netz besteht aus 6 Millionen Zellen. Die minimale Zellenhöhe des Netzes beträgt 0,5 mm. An der Wand der Hülse befinden sich Inflation Layers, um die Grenzschicht der turbulenten Strömung besser auflösen zu können. Mit dem erstellten Netz wird die Simulation mit dem Diskreten Phasenmodell und folgenden Randbedingungen durchgeführt.

Tabelle 4-2: Randbedingungen für Geometrie mit Hülse

R_1	R_2	\dot{V}	d_p	v_x	Re
0,05 m	0,12 m	$0,154 \frac{m^3}{s}$	10 μm	$10 \frac{m}{s}$	90.000

Zusammenfassung der Randbedingungen: Für die Simulation in Fluent werden folgende Annahmen getroffen:

- die mit Wasser überzogenen Partikel werden als Tropfen bzw. Punktmasse modelliert
- stationäre Strömung und stationäre Partikelbewegung
- keine Beachtung der thermischen Effekte
- kein Phasenwechsel, kein Massentransport zwischen den Phasen
- 1-Weg-Kopplung: nach [38] bei geringem Volumenanteil vernachlässigbar
- keine Dispersion durch turbulente Strömung
- einheitliche Partikelgröße

Kollisionen zwischen den Partikeln und der Wand des Zylinderkondensators werden als perfekt elastische Stöße angenommen. Das heißt, dass das Verhältnis zwischen der Geschwindigkeit normal zur Wand vor und nach der Reflektion gleich eins ist ($V_{2,n}/V_{1,n} = 1$) [2].

Für die Geometriestudie in Matlab werden zwei Optimierungen mit verschiedenen Randbedingungen vorgestellt. Zusätzlich wird das Ergebnis des Druckabfalls und der Abscheidestrecke einer Geometrie aus Matlab und ANSYS Fluent miteinander verglichen. Um den Druckabfall des neuartigen Verfahrens dem eines konventionellen Tropfenabscheiders gegenüberzustellen, wird im Zylinderkondensator eine Hülse für den Abtransport des Wasserfilms berücksichtigt.

4.2 Geometriestudie in Matlab

In dieser Arbeit wird einer optimalen Geometrie vorausgesetzt, dass das Verhältnis der aufgewendeten Arbeit zu gereinigtem Volumen minimal sein muss. Dieses Verhältnis kann mit der luftseitigen Leistung pro gereinigtem Volumenstrom gleichgesetzt werden und resultiert im Druckabfall. Es wird nur der Lufttransport berücksichtigt, nicht aber die Kondensatorentladung.

$$\frac{\text{Luftseitige Arbeit}}{\text{gereinigtes Volumen}} = \frac{\text{Luftseitige Leistung}}{\text{gereinigter Volumenstrom}} = \frac{P}{\dot{V}} = \Delta p$$

Der Druckabfall ist nach Gleichung (4-18) abhängig von:

- der Rohrreibungszahl λ (abh. von der Reynolds-Zahl)
- der Länge des Zylinderkondensators (abhängig von Δx)
- dem hydraulischen Durchmesser D_h des Zylinderkondensators
- der Geschwindigkeit v_x bzw. dem Volumenstrom \dot{V} pro durchströmte Fläche A

Um den Druckabfall zu minimieren sollte der Volumenstrom möglichst klein, die durchströmte Fläche möglichst groß ($R_2^2 - R_1^2 \rightarrow R_2$ groß, R_1 klein), die Abscheidestrecke möglichst kurz und λ möglichst klein sein.

In welcher Größenordnung die einzelnen Variablen einen Einfluss auf die Minimierung des Druckabfalls haben, wird in dieser Arbeit durch die Geometrieoptimierung in Matlab ermittelt. Hierfür werden die Radien R_1 und R_2 sowie \dot{V} variiert und für jede Variable wird ein Bereich vorgegeben.

Die Geometrieoptimierung wurde für verschiedene Bereiche durchgeführt. Stellvertretend werden zwei Optimierungen vorgestellt.

Optimierung 1

In folgendem Optimierungsbeispiel wird ein Bereich von 0,01 m bis 0,5 m für die Radien und für den Volumenstrom von $0,3 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ bis $0,5 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ ($1080 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ - $1800 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$) verwendet. Die Ergebnisse für den Druckabfall sowie für die Leistung und die Abscheidestrecke sind in Bild 4-6 bis Bild 4-9 dargestellt.

Bild 4-6 zeigt die Kombinationen der drei verschiedenen Volumenströme jeweils über den vorgegebenen Radien. Die Farbskala zeigt den Druckabfall im konzentrischen Rohr, wobei der dunkelblaue Bereich den geringsten Druckabfall kennzeichnet.

Das Matlab-Modell kombiniert alle vorgegebenen Werte für die Radien und den Volumenstrom. Um den Farbverlauf jedoch besser zu visualisieren, werden alle Werte größer als 0,04 Pa nicht mit abgebildet.

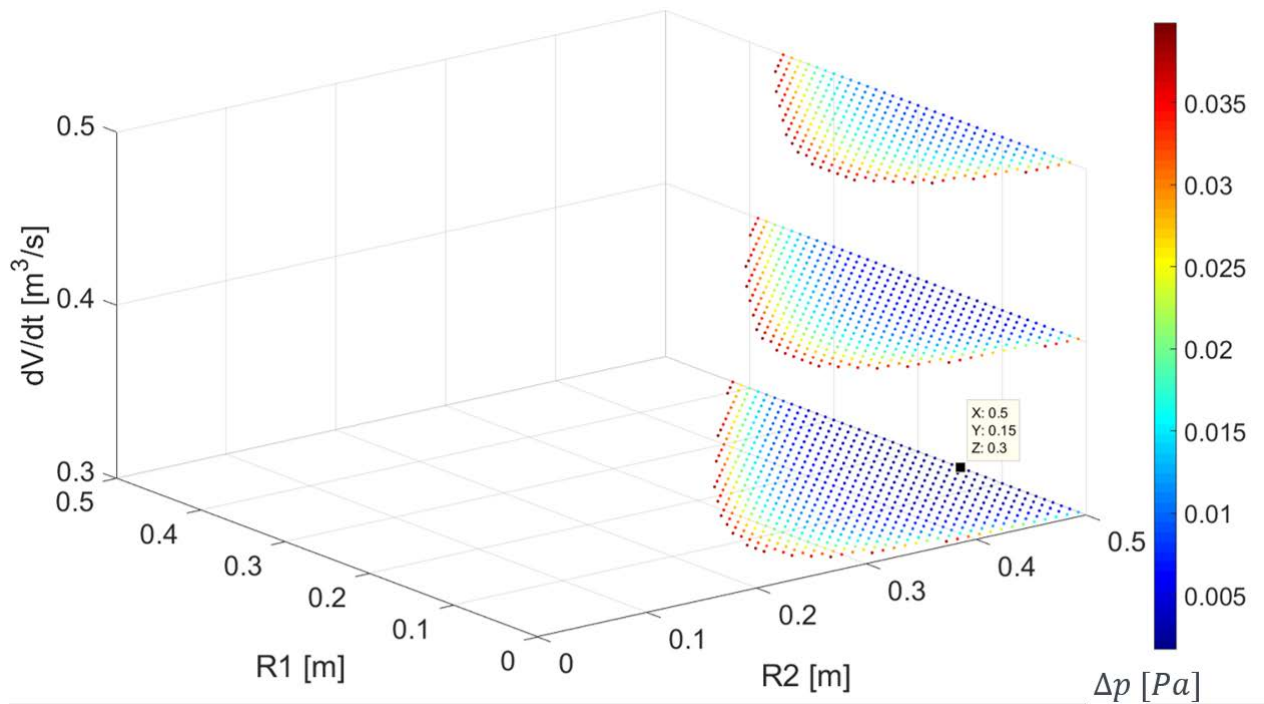


Bild 4-6: Druckabfall für alle Kombinationen – Optimierung 1

Der Punkt mit dem geringsten Druckabfall ist in allen Abbildungen markiert. Für die optimale Geometrie ergeben sich folgende Werte:

Tabelle 4-3: Ergebnisse – Optimierung 1

R_1	R_2	\dot{V}	Δp_{min}	P	Δx	v_x	Re
0,15 m	0,5 m	0,3 $\frac{m^3}{s}$	0,0017 Pa	$5 \cdot 10^{-4} W$	0,42 m	$0,42 \frac{m}{s}$	20.115

Der minimale Druckabfall ergibt sich aus einem Innenradius von 0,15 m, einem Außenradius von 0,5 m und einem Volumenstrom von $0,3 \frac{m^3}{s}$. Hierbei fällt auf, dass es sich um den maximal vorgegebenen Außenradius und den minimal vorgegebenen Volumenstrom handelt. Der Innenradius wird entsprechend angepasst.

Etwas deutlicher ist das Optimum für den minimalen Innenradius in Bild 4-7 zu erkennen. Hier ist der Verlauf des Druckabfalls bei geringstem Volumenstrom abgebildet. Aufgrund der

enormen Geschwindigkeiten ist der Druckabfall bei kleinen Innen- und Außenradien sowie großen Innen- und Außenradien hoch. Die optimale Geometrie ergibt sich somit bei maximalem Außenradius und mittleren Innenradius.

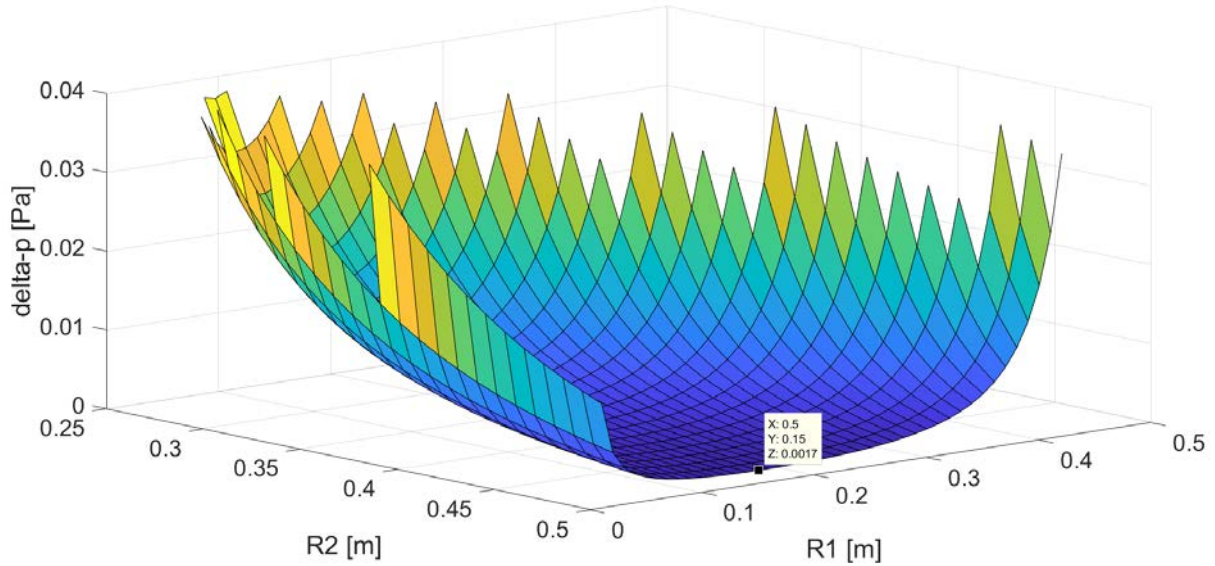


Bild 4-7: Druckabfall – Optimierung 1

Der Leistungsverlauf über den Radien in Bild 4-8 ist proportional zu Bild 4-7, da die einzelnen Werte des Druckabfalls mit dem Volumenstrom multipliziert werden.

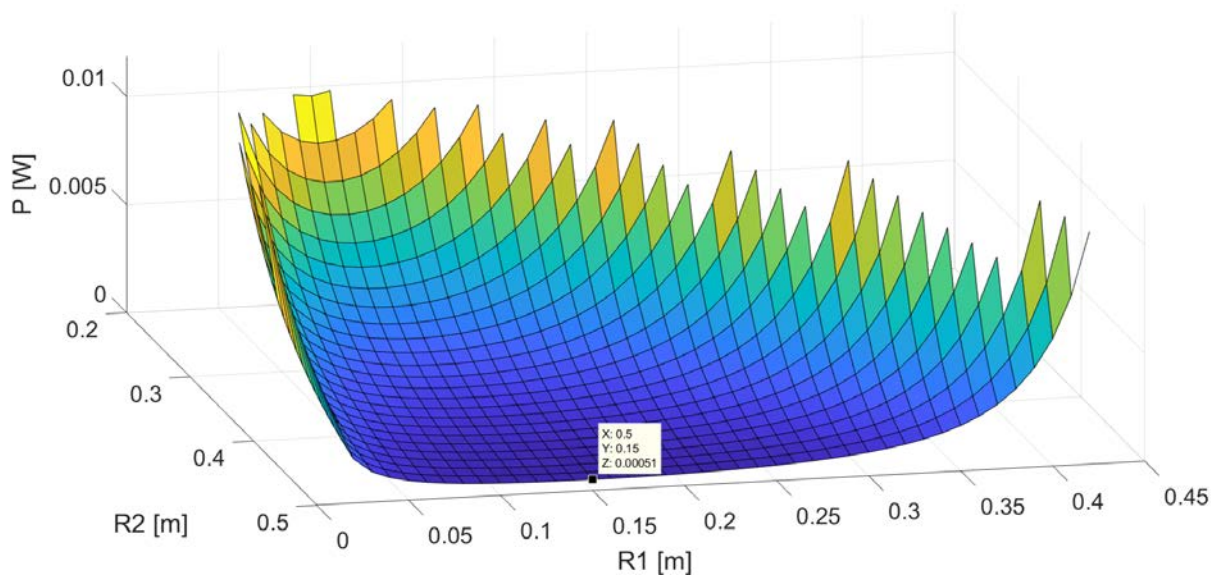


Bild 4-8: Leistung – Optimierung 1

In Bild 4-9 ist zu erkennen, dass die Abscheidestrecke nicht den minimalen Wert aufweist. Dasselbe gilt für das Optimum des Verlaufs der Reynolds-Zahl und der Geschwindigkeit in x-Richtung.

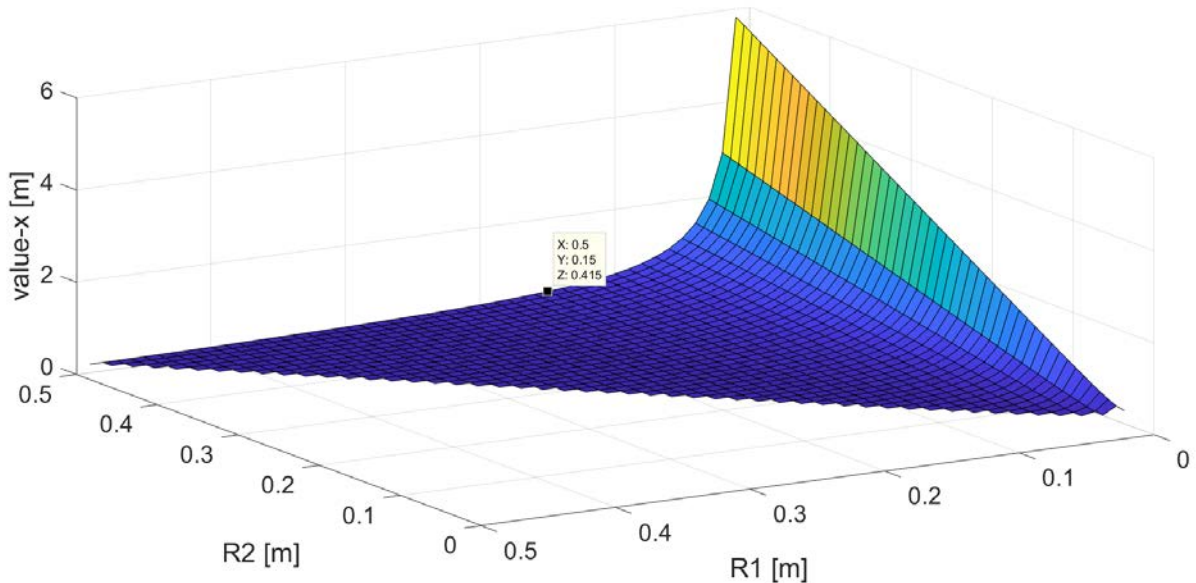


Bild 4-9: Abscheidestrecke – Optimierung 1

Optimierung 2

Für das zweite Optimierungsbeispiel wird ein größerer Radienbereich von 0,01 m bis 0,7 m und kleinerer Volumenstrombereich von $0,03 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ bis $0,05 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ ($108 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ - $180 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$) angegeben. Für die optimale Geometrie ergeben sich folgende Werte:

Tabelle 4-4: Ergebnisse – Optimierung 2

R_1	R_2	\dot{V}	Δp_{min}	P	Δx	v_x	Re
0,19 m	0,7 m	$0,03 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$	$5 \cdot 10^{-7}$ Pa	$1,5 \cdot 10^{-5}$ W	0,045 m	$0,02 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	1.469

Die Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung ist aufgrund des geringeren Volumenstroms deutlich geringer und dadurch auch die Länge der Abscheidestrecke. Außerdem liegt eine laminare Strömung vor ($Re < 2320$).

Die Ergebnisse des Optimierungsbeispiels 2 (Bild 4-10) bestätigen die Erkenntnisse aus Optimierung 1. Auch hier ergibt sich der minimale Druckabfall bei maximalem Außenradius und minimalen Volumenstrom.

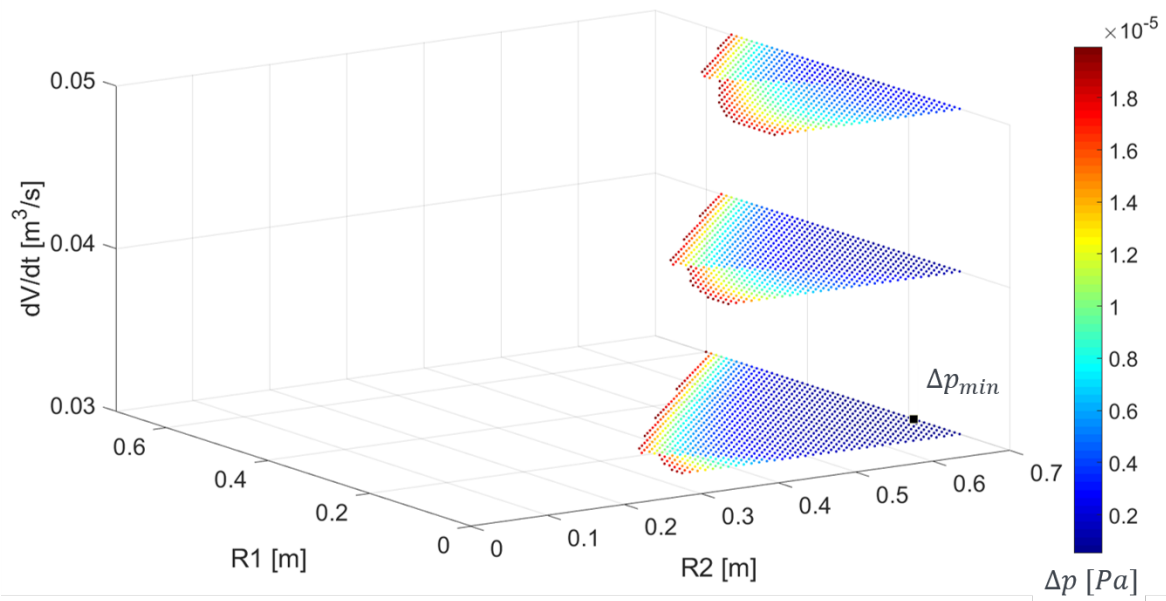


Bild 4-10: Druckabfall für alle Kombinationen – Optimierung 2

Mithilfe der Geometrieoptimierung lässt sich bei gegebenem Außenradius und gegebenem Volumenstrom der optimale Innenradius des Zylinderkondensators ermitteln.

Eine weitere Optimierung wurde mit denselben Randbedingungen wie in Optimierung 2, jedoch mit einem Tropfendurchmesser von $1 \mu\text{m}$ durchgeführt. Auch hier ergibt sich die optimale Geometrie bei maximalem Außenradius und minimalen Volumenstrom. Interessant ist jedoch, dass sich für die Geometrie dieselben Maße wie in Optimierung 2 ergeben. Durch die höhere Widerstandskraft und die geringere dielektrophoretische Kraft (siehe (4-17)) bei kleineren Tropfen, unterscheiden sich lediglich die Abscheidestrecke und dadurch die Leistung sowie der Druckabfall. Die Reynolds-Zahl und die Geschwindigkeit in x-Richtung sind aufgrund derselben Geometrie identisch.

Dies würde bedeuten, dass die Radien des Zylinderkondensators unabhängig von der Tropfengröße optimiert werden können. Die Länge muss jedoch auf die Abscheidestrecke der kleinsten Tropfen im Luftstrom angepasst werden.

4.3 Vergleich: Matlab- und ANSYS Fluent

Da die Abscheidestrecke für größere Tropfen aufgrund der kleineren Widerstandskraft und der höheren dielektrophoretischen Kraft (aufgrund der größeren Anzahl an H_2O -Molekülen) deutlich kürzer ist, wird ein Tropfendurchmesser von $D_{\text{droplet}} = 10 \mu\text{m}$ gewählt.

Die Geometrie beschreibt einen Zylinderkondensator mit kleinen Radien, für den sich aufgrund der geringen Querschnittsfläche A und dem zu reinigenden Luftvolumenstrom von $\dot{V} = 1 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$ eine hohe Geschwindigkeit v in x-Richtung ergibt. Die Reynolds-Zahl liegt mit $3 \cdot 10^5$ im Bereich turbulenter Strömung.

Tabelle 4-5: Randbedingungen und Ergebnisse der gewählten Geometrie

$R_1 = 0,03 \text{ m}$	$R_2 = 0,09 \text{ m}$	$A = 0,023 \text{ m}^2$	$v_x = 44,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$Re = 363.287$
Abscheidestrecke in ANSYS-Fluent			$\Delta x = 1,25 \text{ m}$	
Abscheidestrecke in Matlab			$\Delta x = 1,3 \text{ m}$	
Druckabfall über Δx in ANSYS Fluent			$\Delta p = 224,22 \text{ Pa}$	
Druckabfall über Δx in Matlab			$\Delta p = 179,49 \text{ Pa}$	

Dieser Vergleich zeigt exemplarisch, dass das Matlab-Modell die Tropfentrajektorien selbst bei hohen Reynolds-Zahlen im turbulenten Bereich noch ausreichend abbildet. Die Abweichung beträgt 4 % und kann somit die Dimensionierung der Geometrien für die CFD-Simulation unterstützen. Denn für die CFD-Simulation muss für jede Geometrie ein neues 3D-Modell und eine Netzgenerierung durchgeführt werden.

Der Druckabfall weist eine deutlich höhere Abweichung von etwa 20 % auf. Dies ist jedoch auf die bei der Druckabfallberechnung getroffenen Annahmen zurückzuführen. Er ermöglicht es die verschiedenen Geometrien relativ miteinander vergleichen zu können.

4.4 Abführen der Tropfen durch Hülse

Bild 4-11 ist das Ergebnis der CFD-Simulation mit dem in Kapitel 0 beschriebenen Modell zu sehen. Die Tropfen werden durch die dielektrophoretische Kraftwirkung abgelenkt und erreichen nach etwa 0,4 m die Hülse. Dort folgen sie wieder der Luftströmung. Die Anzahl der Zellen am Eingang beträgt 6526 und insgesamt werden 6526 Trajektorien verfolgt. Das heißt, dass in jeder Eingangszelle ein Tropfenpaket in das Strömungsfeld tritt. Dem Tropfenpaket kann ein beliebiger Massenstrom zugeordnet werden.

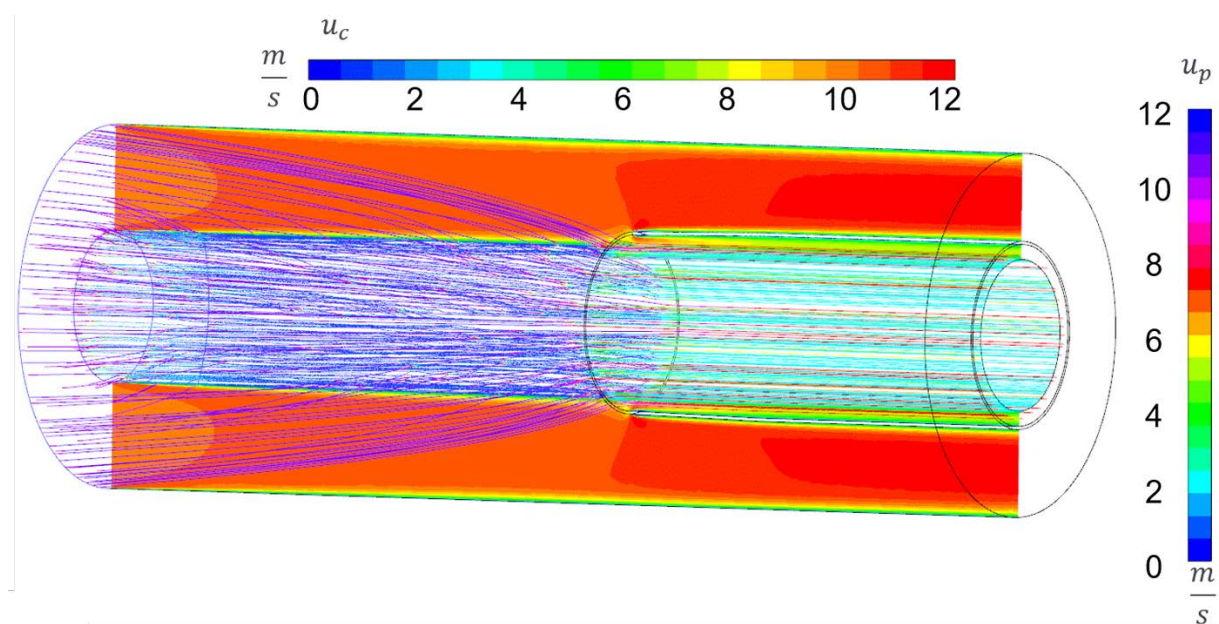


Bild 4-11: CFD-Ergebnisse Zylinderkondensator

Sobald alle Tropfen aus dem Luftstrom abgeschieden wurden und sich an der Innenelektrode befinden, werden diese mit dem Luftstrom über die Hülse abtransportiert. Das elektrische Feld im konzentrischen Rohr wird somit nur bis zum Eintritt der Hülse aufrechterhalten. Zum einen besteht die Gefahr eines Überschlags aufgrund von Kanten an der Hülse und zum anderen werden die am Innenrohr gesammelten Tropfen mit dem Luftstrom abtransportiert, ohne an der Innenelektrode zu reflektieren. Dieser Zusammenhang ist in Bild 4-12 deutlich zu erkennen.

Die Implementierung in das diskrete Phasenmodell wird durch die UDF realisiert. In der UDF wird die bisherige, durch das elektrische Feld induzierte Beschleunigung mit Hilfe einer einfachen if-Bedingung ortsabhängig zu Null gesetzt. Somit liegt in der Hülse kein elektrisches Feld mehr an und die Tropfen erfahren keine Kraftwirkung bzw. werden mit der Strömung abtransportiert.

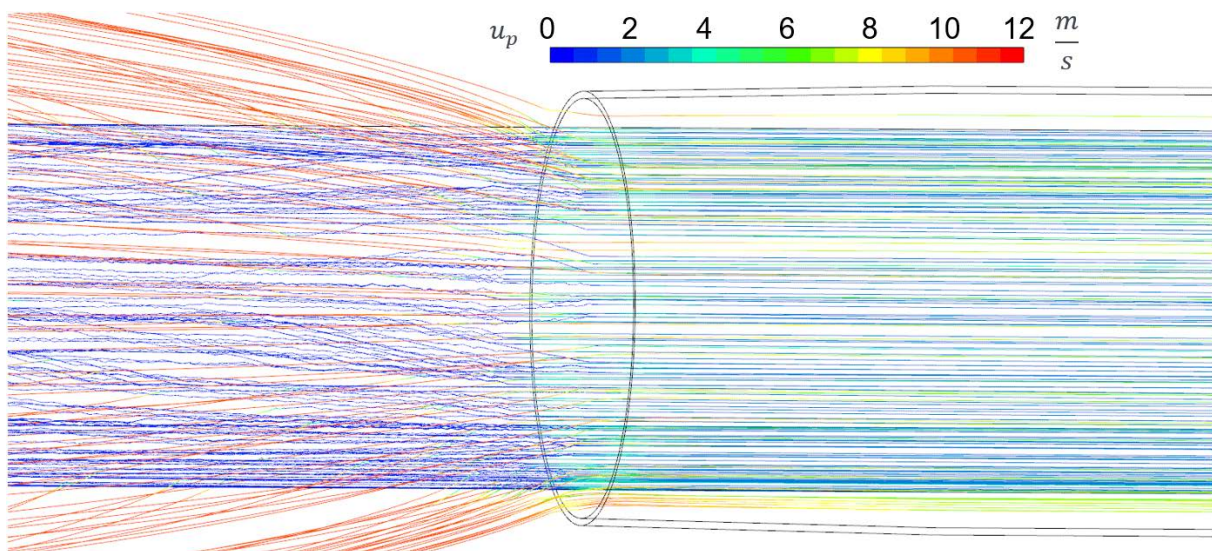


Bild 4-12: Tropfentrajektorien am Übergang in die Hülse

In Bild 4-13 wird nur eine Trajektorie am Übergang zur Hülse dargestellt. Die Trajektorie wird in Richtung Innenelektrode kurz vor der ersten Reflexion langsamer. Die Reflexion an der Innenelektrode ist gut zu erkennen. Die Stöße mit der Innenelektrode wurden im Modellaufbau als perfekt elastische Stöße angenommen. Diese Kollisionen zwischen Tropfen und Wand sind sehr gut zu erkennen. Das Verhältnis der Geschwindigkeit normal zur Wand vor und nach der Reflexion ist gleich eins. Die Reflexion an sich ist außerdem in Bild 4-12 zu erkennen.

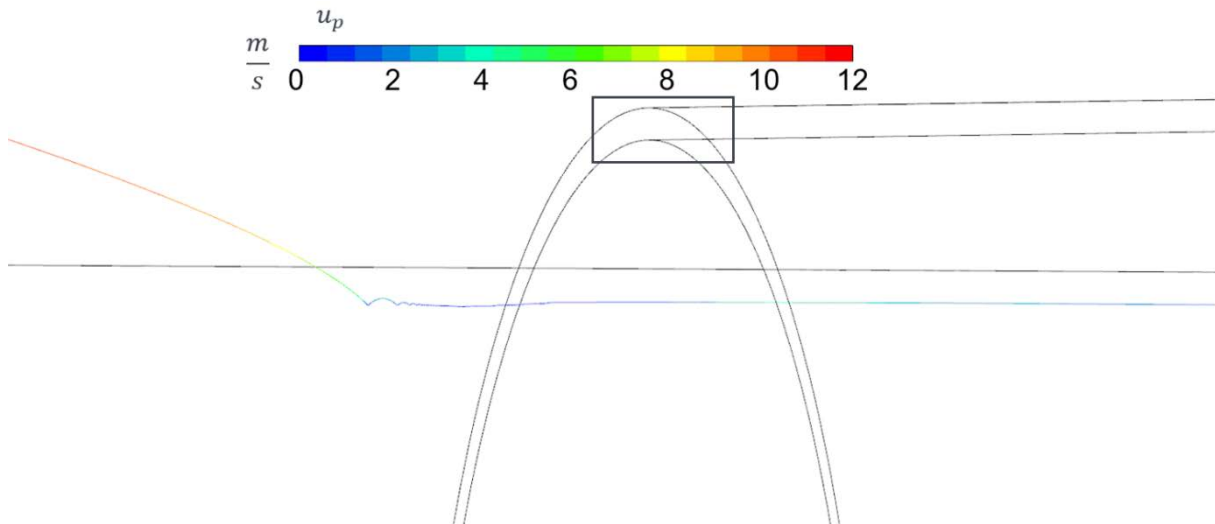


Bild 4-13: Perfekt elastischer Stoß und gewählter Ausschnitt für Bild 5-9

Die Turbulenz wird durch das Reynolds-Stress-Modell modelliert. Eine Detailansicht der Wirbelbildung an der Hülse ist in Bild 4-14 zu sehen. Der y^+ Wert ist von der wandnächsten Zelle abhängig und wird durch das Rechengitter beeinflusst.

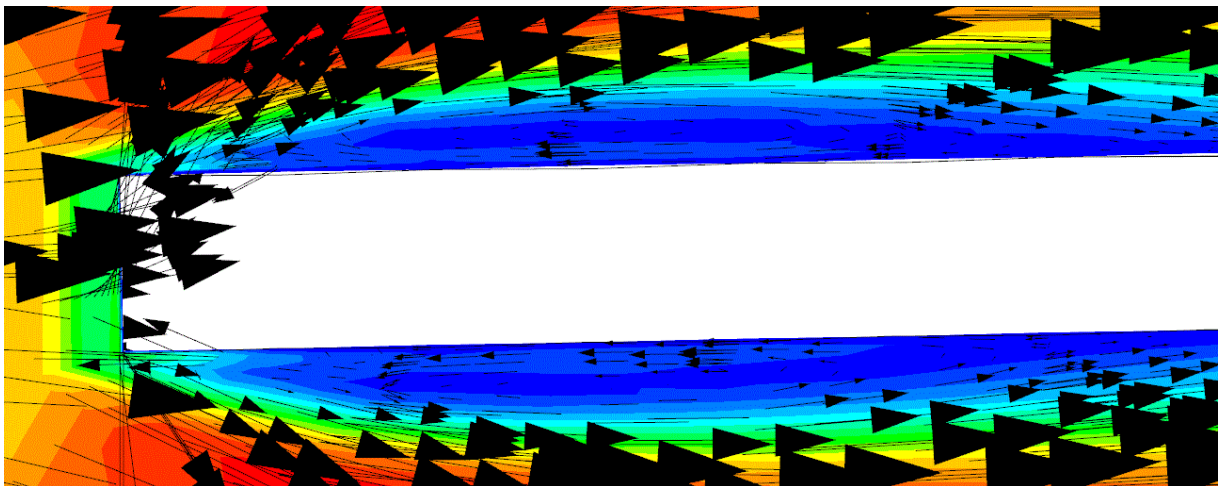


Bild 4-14: Wirbelbildung am Hülseneintritt (RSM)

Die Druckdifferenz bzw. der Druckabfall der verschiedenen Abschnitte wurde aus dem gemittelten statischen Druck über die jeweilige Querschnittsfläche ermittelt. Da die Hülse jedoch stromauf- und abwärts Einfluss auf das Verhalten der Strömung und damit dem statischen Druck hat, muss die Darstellung in Bild 4-15 als stark idealisiert betrachtet werden.

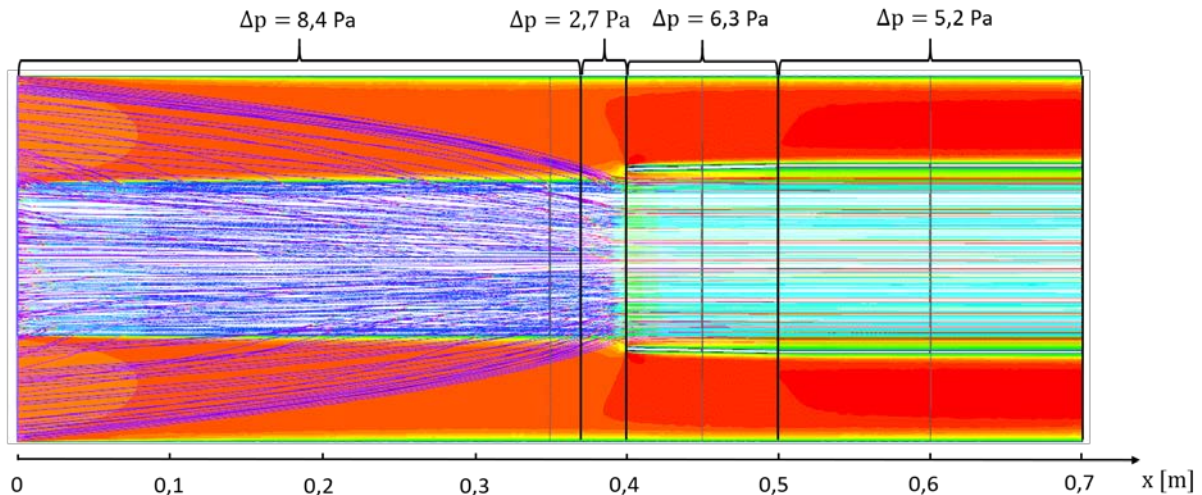


Bild 4-15: Idealisierte Darstellung des Druckabfalls über bestimmte Abschnitte

Aus dem Druckabfall der verschiedenen Abschnitte ergibt sich über die komplette Länge von 0,7 m ein Gesamtdruckabfall von 22,6 Pa. Mit diesem Wert kann nun der Vergleich mit dem Druckabfall eines Tropfenabscheiders durchgeführt werden.

4.5 Energieeinsparpotential

Das gesamte „nasse“ Partikelabschneideverfahren umfasst die Erzeugung der mit Wasser umgebenen Partikel durch heterogene Kondensation, die Abscheidung durch Dielektrophorese der mit Wasser umgebenen Partikel im Zylinderkondensator und der nachgeschalteten Wiederaufbereitung des Wasser-Partikel-Gemisches. Da nur der Teil der dielektrophoretischen Abscheidung untersucht wurde, kann das Energieeinsparpotential gegenüber eines Zyklonabscheiders in dieser Studie nicht ermittelt werden. Der Energiebedarf des gesamten Partikelabschneideverfahrens kann nur mit Hilfe weiterer Untersuchungen bestimmt werden.

Um das Energieeinsparpotential dieses neuartigen Abschneideverfahrens jedoch vergleichbar zu machen, wird der Druckabfall im Zylinderkondensator mit dem Druckabfall in einem Tropfenabscheider verglichen. Dadurch werden die idealisierte elektrostatische Abscheidung und die Trägheitsabscheidung gegenübergestellt.

Für den Druckabfall eines Tropfenabscheiders werden in der Literatur verschiedene Werte angegeben. Er ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit des zu reinigenden Luftstroms und dem Grenzkorndurchmesser. Dieser beschreibt den minimalen Tropfendurchmesser, der bei einer bestimmten Geschwindigkeit vollständig abgeschieden werden muss. Für die vollständige Abscheidung kleiner Tropfen, mit einem Durchmesser von etwa $10 \mu\text{m}$, steigt die dafür benötigte Strömungsgeschwindigkeit und folglich auch der Druckabfall.

Ein Hersteller für Lamellen-Tropfenabscheider aus Kunststoff gibt für den Druckabfall bei einem Grenzkorndurchmesser von $10 \mu\text{m}$ einen Bereich zwischen 300 Pa und 600 Pa an. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt $10 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und der, von der Baugröße abhängige, zu reinigende Volumenstrom $1400 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ [27].

Aus dem Auslegungsdiagramm eines Herstellers für Drall-Tropfenabscheider lässt sich bei einem Volumenstrom von $500 \frac{m^3}{h}$, einem Grenzkorndurchmesser von $10 \mu m$ und einer Geschwindigkeit von $2,5 \frac{m}{s}$, ein Druckabfall von etwa 100 Pa bestimmen [21].

Da auch in der CFD-Simulation ein Volumenstrom von etwa $500 \frac{m^3}{h}$ betrachtet wird, wird der Vergleich mit dem Drall-Tropfenabscheider (Trägheitsabscheidung) durchgeführt.

Durch Ionisation der Luft können im Zylinderkondensator Selbstentladungen auftreten, die zu einem höheren Energiebedarf des Zylinderkondensators führen würden. Untersuchungen in Kooperation mit dem Institut für Energieübertragung und Hochspannungstechnik (IEH) an der Universität Stuttgart haben jedoch ergeben, dass es sich hierbei um ein schwach inhomogenes elektrisches Feld handelt. Dadurch seien diese Vorentladungen als vernachlässigbar anzusehen.

Für eine 100 % Abscheidung von $10 \mu m$ großen Tropfen und einem Luftvolumenstrom von $500 \frac{m^3}{h}$ ergibt sich eine Reduktion des Druckabfalls von etwa 80 % und damit ein wesentliches Energieeinsparpotential hinsichtlich des Lufttransports.

5 Luftentfeuchtung

5.1 Luftentfeuchtung auf Basis dielektrophoretischer Kraftwirkung ohne Phasenwechsel

Das Verständnis der Dielektrophorese sowie der Elektrostatik sind wichtig für die Darstellung und Berechnung der theoretischen Überlegungen einer Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik.

Voraussetzung für eine Umsetzung der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik ist, dass dieser Prozess im kontinuierlichen Anlagenbetrieb im Vergleich zu der konventionellen Luftentfeuchtung Energie einspart. Um das Potential einer Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel zu verdeutlichen, wird im Folgenden eine überschlägige Rechnung angestellt.

Wir nehmen an, es liegt ein Luftstrom von $2 \text{ m}^3/\text{s}$ in einer RLT-Anlage vor. Ziel soll es sein, die Luftfeuchtigkeit bei einer Temperatur von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ und relativer Luftfeuchte von 60% auf eine Luftfeuchte von 40% zu reduzieren. Bei diesen in der Raumlufttechnik üblichen Rahmenbedingungen muss demnach $6,33 \text{ g}$ Wasser pro Kubikmeter Luft entfernt werden. Dies entspricht einem Wassermassenstrom von $12,66 \text{ g/s}$. Bei der konventionellen Luftentfeuchtung muss dieser Massenstrom durch Kondensation aus der Luft genommen werden. Die für den Phasenwechsel mindestens erforderliche Kühlleistung ist somit das Produkt aus Massenstrom und Verdampfungsenthalpie [46]:

$$\dot{Q}_{\text{Kühl, mind}} = \dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} * h_{\text{verd}} = 0,03165 \frac{\text{kg}}{\text{s}} * 2257 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 28,57 \frac{\text{kJ}}{\text{s}} = 28,57 \text{ kW} \quad (5-1)$$

Die Luftentfeuchtung unter obigen Randbedingungen erfordert bei konventionellen Anlagen mindestens eine Kühlleistung von $28,57 \text{ kW}$. Für eine Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel auf alleiniger Basis der Elektrostatik muss keine Energie für einen Phasenwechsel aufgebracht werden. Idealerweise ließen sich die Wassermoleküle des Luftstromes im elektrischen Kondensator derart beeinflussen, dass eine Trennung der Zuluft in einen Bereich mit gewünschter 40% relativer Luftfeuchte und in einen Bereich deutlich höherer Luftfeuchte möglich ist. Der Teilstrom höherer Luftfeuchte könnte direkt als Fortluft aus dem System geführt werden. Im kontinuierlichen Anlagenbetrieb dieses Konzeptes müsste lediglich die Entladungsrate des Kondensators durch einen permanenten Strom sowie den durch die Trennung der Zuluft in Teilströme bedingt erhöhten Druckverlust aufgewendet werden.

Um eine Umsetzbarkeit dieser innovativen Methode der Luftentfeuchtung simulieren zu können, wird in diesem Kapitel die Problemstellung durch Auswahl eines Simulationsgebietes sowie der Erfassung aller thermodynamischen Effekte konkretisiert. Außerdem wird nach Vereinfachungen eine Luftentfeuchtung durch analytische sowie numerische Rechnungen simuliert.

5.1.1 Auswahl der Kondensatorgeometrie

Für eine Luftentfeuchtung auf Basis der dielektrophoretischen Kraft muss ein inhomogenes elektrisches Feld erzeugt werden. Wie bereits in Kap. 3.1 diskutiert, sind elektrische Felder um Punktladungen immer inhomogen. Auch aufgeladene runde oder gekrümmte elektrische Leiter erzeugen inhomogene elektrische Felder. Ziel ist es, eine feuchte Luftströmung in einem durchströmbaren Kondensator derart zu beeinflussen, dass eine Trennung der Strömung in Teile größerer und niedrigerer Luftfeuchte möglich ist. Für eine Anwendung in einer RLT-

Anlage im Hinblick auf einen geringen Strömungswiderstand muss sich der elektrische Kondensator deshalb entweder außerhalb der Strömung befinden oder gut durchströmbar sein. Die bekanntesten Kondensatoren, welche inhomogene elektrische Felder erzeugen sind Kugel- und Zylinderkondensatoren. Im Folgenden werden einige interessante Geometrien und Kondensatoranordnungen diskutiert.

Kugelförmige Kondensatoren: Um Punktladungen zu simulieren, können die Elektroden des Kondensators kugelförmig gewählt werden. Nach Anlegen einer Spannung ist das elektrische Feld zwischen den Elektroden inhomogen. Das elektrische Feld eines Kugelkondensators ist dabei analog des Feldes einer kugelförmigen Ladungsquelle (vgl. Kap 3.1).

Um die Ablenkung der Wassermoleküle und ihre Flugbahn innerhalb eines Kondensators besser verstehen zu können, wurde mit dem Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics® eine vereinfachte zweidimensionale Partikelströmung im Vakuum durchgeführt. Das Simulationsgebiet ist ein rechteckiger Kanal der von links nach rechts von sechs Partikeltrajektorien mit einer Einströmgeschwindigkeit von 1,8 m/s durchströmt wird. Dabei entsprechen die Partikeleigenschaften mit denen der Wassermoleküle überein. An den kugelförmigen Kondensatoren wurde eine Spannung von 50 Volt angelegt. Bild 5-1 zeigt die Ablenkung der Partikeltrajektorien durch das elektrische Feld.

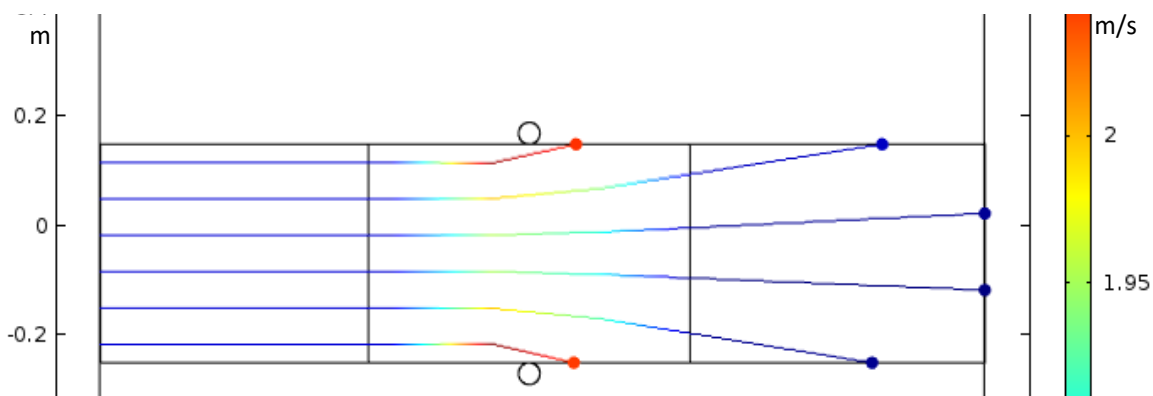


Bild 5-1: 2-d Simulation mit COMSOL®

Das elektrische Feld zwischen den zwei Kugeln ist in der Mitte des Kanals am schwächsten und nimmt in Richtung der Elektroden zu (vgl. Kap. 3.1). Nicht nur die elektrische Feldstärke, sondern auch der Gradient des Feldes ist in Nähe der Elektroden deutlich größer. Aus diesem Grund werden Partikel, welche sich zu Beginn näher an den Rändern des Simulationsgebietes befinden wie erwartet stärker abgelenkt als die Partikel, die sich mittig befinden.

Die vereinfachte zweidimensionale Simulation mit COMSOL® hat gezeigt, dass die durch Partikel simulierten Wassermoleküle tatsächlich durch das elektrische Feld von Ihrer ursprünglichen Flugbahn abweichen. Das Problem dieser Geometrie ist, dass Wassermoleküle in einer RLT-Anlage in der Mitte der Strömung kaum abgelenkt werden können, weil es in der Kanalmitte keinen Gradienten des elektrischen Feldes gibt (vgl. Kap. 3.1). Für eine saubere Trennung der Zuluft in Bereiche höherer und Bereiche niedrigerer Luftfeuchte ist dies jedoch zwingend erforderlich.

Anstatt zwei gegenüberliegende kugelförmige Elektroden zu verwenden, ist es auch denkbar, eine Elektrode elektrisch abzuschirmen, so dass die Feldlinien durch die zweite Elektrode nicht beeinflusst werden. Dadurch würde es zu keiner Aufhebung der Kraft in Kanalmitte kommen.

Auch eine Hintereinanderschaltung mehrerer Kugelelektroden wäre denkbar, so wie in Bild 5-2 dargestellt.

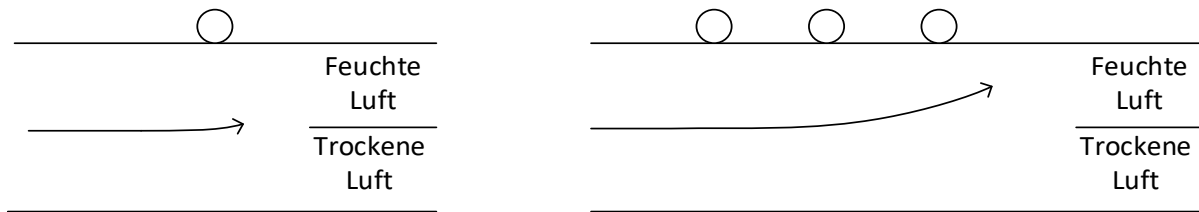


Bild 5-2: Mögliche Anordnung von Kugelelektroden

Solch eine Anordnung könnte den Effekt der Ablenkung verstärken. Das Problem bei der Verwendung mehrerer Kondensatoren im selben Strömungsgebiet ist, dass sich die elektrischen Felder gegenseitig beeinflussen. Dadurch kann es auch zu abstoßenden Kräften kommen, weil prinzipiell translatorische Kräfte in allen drei Raumrichtungen auftreten können (vgl. Kap. 3.1).

Eine einzige kugelförmige Elektrode würde vermutlich nicht ausreichen, um die Wassermoleküle entscheidend von Ihrer Flugbahn abzulenken. Bei der Verwendung mehrerer solcher Elektroden hintereinander wird es zu unerwünschten Wechselwirkungen der elektrischen Felder kommen und eine saubere Trennung der Zuluft in Bereiche hoher bzw. niedriger Luftfeuchte schwierig umzusetzen zu sein.

Zylinderkondensator: Zylinderkondensatoren bestehen aus zwei konzentrischen Röhren. Dabei bilden jeweils die Mantelflächen die Elektroden des Kondensators. Das elektrische Feld im Ringspalt ist wegen der gekrümmten Oberflächen inhomogen und wird über folgende Formel berechnet [40]

$$\vec{E}(r) = \frac{Q}{2\pi l \epsilon_0 \epsilon_r r} \hat{r} \quad (5-1)$$

Das elektrische Feld im Ringspalt ist in Achsenrichtung kontinuierlich und somit für eine gerichtete Ablenkung der Wassermoleküle sehr gut geeignet. Die Ladungsmenge Q lässt sich bei angelegter Spannung U über folgende Formel berechnen [40]

$$U = \frac{Q}{2\pi l \epsilon_0 \epsilon_r} \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) \quad (5-2)$$

Wird (4-2) in (4-1) eingesetzt, so vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\vec{E}(r) = \frac{U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (5-3)$$

Bei angelegter Spannung und vorgegebener Zylindergeometrie ist die elektrische Feldstärke in Abhängigkeit von dem Radius im Ringspalt an jeder Stelle berechenbar. Diese ändert sich über die Länge des Kondensators nicht. Bild 5-3 zeigt einen Zylinderkondensator und dessen elektrisches Feld im Querschnitt.

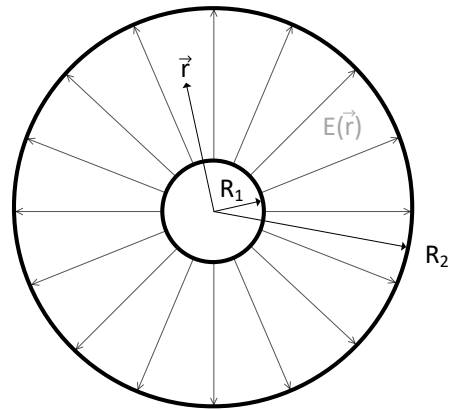


Bild 5-3: Zylinder-/Kugelkondensator im Querschnitt mit Geometrieangaben

Wie in der Abbildung zu erkennen, nimmt die Stärke des elektrischen Feldes zum Innenrohr zu. Wassermoleküle einer feuchten Luftströmung im Ringspalt dieses Kondensators würden somit nach innen gezogen werden. Der Vorteil gegenüber kugelförmigen Elektroden ist, dass über die Länge des Zylinders eine kontinuierliche Kraft auf die Wassermoleküle ohne Unterbrechungen wirkt. Nach einer gewissen Länge des Zylinders ließe sich dann die feuchtere in der Mitte befindliche Luft sauber von der trockenen Luft abtrennen. Bild 5-4 zeigt einen Zylinderkondensator mit anschließender räumlicher Trennung der Luft.

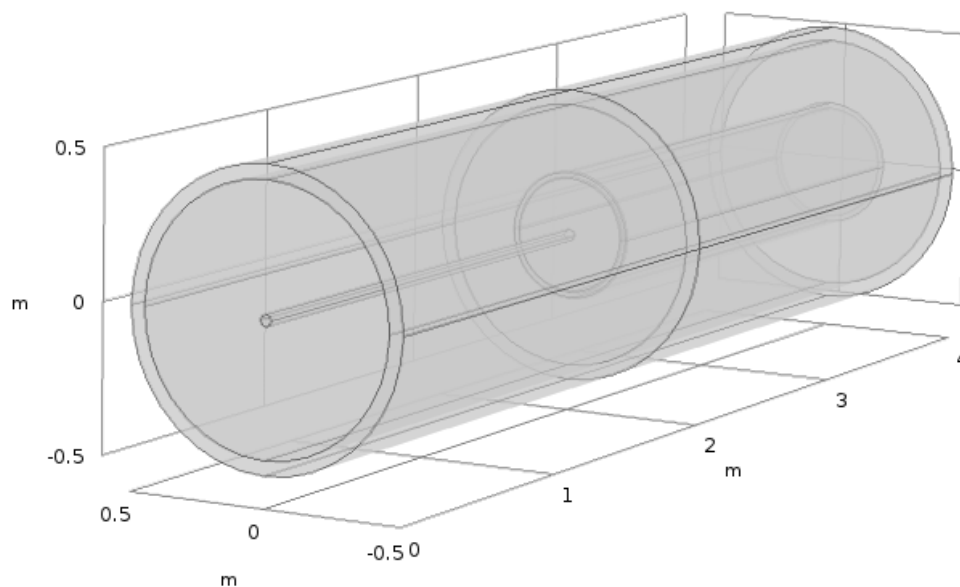


Bild 5-4: Zylinderkondensator mit Trennrohr

Im Hinblick auf einen Einsatz in einer großen RLT-Anlage wurde für diese Konstruktion ein Außenradius von 0,5 m gewählt. Im ersten Teil des Zylinders werden die Wassermoleküle der feuchten Luftströmung nach innen gelenkt. Mit Hilfe eines weiteren konzentrischen Rohres, welches sich etwa mittig zwischen den ersten beiden Zylindern befindet und direkt an den Kondensator anschließt, wird die zuvor durch die dielektrophoretische Kraft beeinflusste Luft nun räumlich voneinander getrennt. Die Strömung im Innenrohr nach der Trennung sollte der Theorie nach eine höhere Luftfeuchte haben als die Strömung im verbleibenden Ringspalt. Der Kanal der feuchteren Luft könnte somit direkt als Fortluft abgeführt und die trockenere Luft zur nächsten Anlagenkomponente geleitet werden. Dort könnte beispielsweise in einer Klimaanlage die Zuluft mit geringerer Luftfeuchte nun deutlich effizienter gekühlt werden (vgl.

Kap. 2). Bild 5-5 zeigt eine nicht repräsentative schematische COMSOL® Simulation mit einigen Partikeltrajektorien für die obige Geometrie zur Veranschaulichung des Trennprinzips.

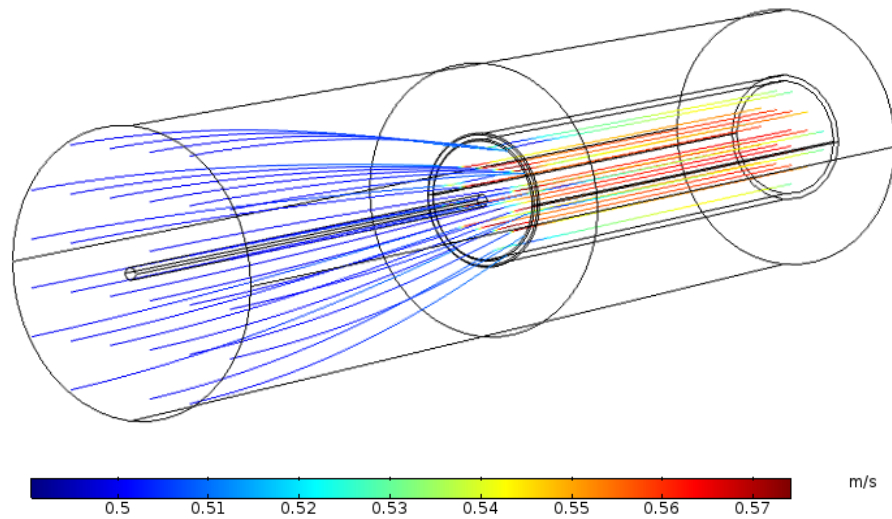


Bild 5-5: Simulation mit Partikeltrajektorien und Lufttrennung

Elektrische Felder der Kondensatoren: Für die Stärke der dielektrophoretischen Kraft ist neben der Größe des Dipolmomentes auch der Gradient des elektrischen Feldes entscheidend. Je größer der lokale Gradient, desto größer ist die Kraft, die auf das Zentrum der Dipolmoleküle wirkt. Ein Maß für die Homogenität bzw. Inhomogenität der elektrischen Felder eines Kondensators ist der sogenannte Ausnutzungsfaktor nach Schwaiger. Dieser wird für den Zylinderkondensator über folgende Formel berechnet [36]:

$$\eta_{\text{Zylinder}} = \ln\left(1 + \frac{d}{R_1}\right) * \frac{R_1}{d} \quad (5-4)$$

Der Kehrwert von η wird Inhomogenitätsgrad genannt. Auch für andere Kondensatoren wie zum Beispiel konzentrische Kugeln gibt es Schwaiger-Werte, welche in Tabellen nachgeschlagen werden können [36]. Dabei zeigt es sich, dass der Ausnutzungsfaktor einer Zylinderanordnung bei gleichem Abstand der Elektroden und gleichen Innenradius etwas geringer ist als der von konzentrischen Kugeln. Somit ist das elektrische Feld im Kugelkondensator inhomogener als im Zylinderkondensator. Im Zylinderkondensator wird das elektrische Feld in zwei Dimensionen gekrümmt während im Kugelkondensator das Feld in einer zusätzlichen Dimension gekrümmt ist. Es ist folglich zu erwarten, dass die Dielektrophorese in einer Kugelanordnung etwas stärker sein wird als in einer Zylinderanordnung.

Damit das elektrische Feld eines Zylinderkondensators mit dem eines Kugelkondensator auch direkt analytisch verglichen werden kann, muss die gleiche Spannung angelegt sein sowie eine ähnliche Geometrie mit gleichen Innen- und Außenradien gewählt werden. In Bild 5-6 ist das elektrische Feld beider Kondensatoren über einem Innenradius von 0,01 m und einem Außenradius von 0,5 m geplottet.

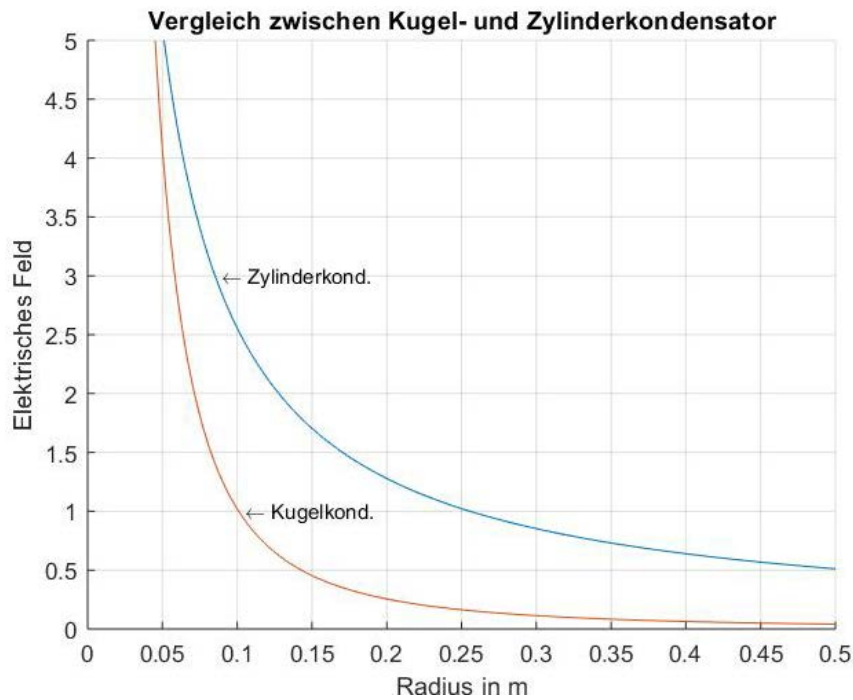


Bild 5-6: Elektrisches Feld beider Kondensatoren

Weil der Radius in der Formel für den Kugelkondensator bzw. kugelförmiger Ladungsquelle quadratisch im Nenner auftaucht, nimmt auch das elektrische Feld im Vergleich zum Zylinder über den Radius schneller ab. Allerdings ist im Hinblick auf die Kraftwirkung auf Dipolmoleküle nicht die absolute Größe des Feldes, sondern der Gradient des Feldes entscheidend. Bild 5-7 zeigt den Gradienten der elektrischen Feldstärke beider Kondensatoren.

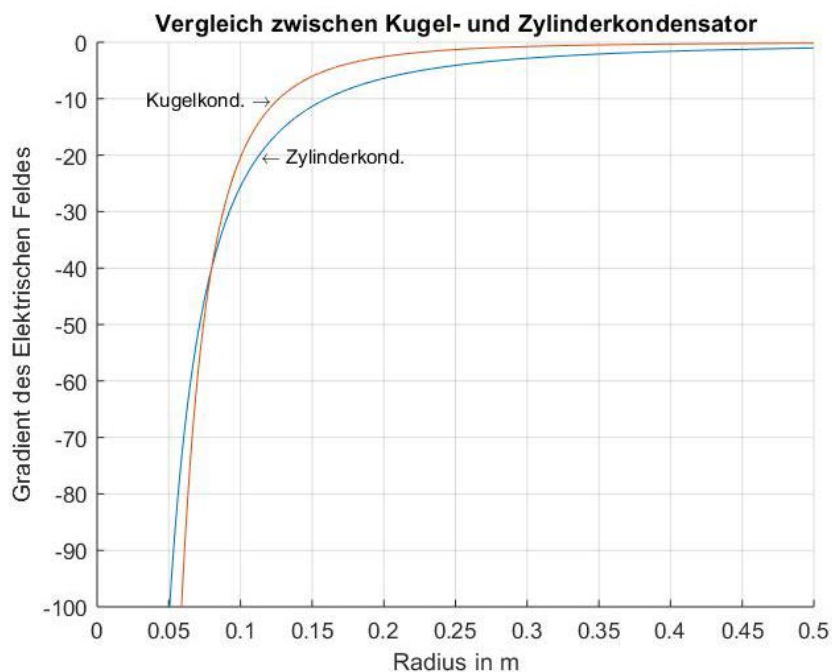


Bild 5-7: Gradient des elektrischen Feldes beider Kondensatoren

Hier ist zu erkennen, dass der Gradient der Kugel bei kleinen Radien größer ist und bei großen Radien kleiner ist als bei dem Zylinder. Die Kraftwirkung auf die Wassermoleküle wird somit bei kugelförmigen Elektroden und kleinen Radien größer sein als beim Zylinderkondensator. Mit größerer Entfernung zur inneren Elektrode ist allerdings die Kraftwirkung beim

Zylinderkondensator größer als bei den kugelförmigen. Wie in der Abbildung zu erkennen, liegt der Schnittpunkt der Gradienten bei diesen Randbedingungen etwa bei 7,5 cm.

Die Verläufe der elektrischen Felder beider Kondensatoren sind dennoch sehr ähnlich und werden bezüglich der Kraftwirkung auf die Wassermoleküle keine großen Unterschiede aufweisen. Hinsichtlich der besseren Durchströmbarkeit sowie der kontinuierlichen Krafteinwirkung ist jedoch der Zylinderkondensator gegenüber kugelförmigen Kondensatoren deutlich im Vorteil. Auch die einfache Berechnung der elektrischen Feldstärke, welche sich nur in eine Koordinatenrichtung ändert, ist bezüglich der Diskussion der Ergebnisse vorteilhaft. Für nachfolgende Betrachtungen wird aus diesen Gründen nur die Geometrie des Zylinderkondensators berücksichtigt.

Umsetzung in einer RLT-Anlage: Für eine Umsetzung in einer RLT-Anlage gilt es beim Zylinderkondensator die richtige Geometrie zu finden sowie die Trennung beider Luftströme zu beachten.

Bei der Trennung der Zuluft nach dem elektrischen Kondensator ist darauf zu achten, dass die Druckverluste in den zwei neuen Kanälen gleich groß sind. Dies ist nötig, da die Trennvorrichtung möglichst keinen Einfluss auf die Strömung stromaufwärts haben sollte. Falls es zu unterschiedlichen Druckverlusten in den beiden Kanälen kommt, kann dies negative Auswirkungen auf den Verlauf der Strömung haben.

Außerdem lässt sich die Geometrie des Kondensators aus dem bisher erarbeiteten Wissen weiter einschränken. Die maßgebenden Geometriegrößen eines Zylinderkondensators sind der Radius der inneren Elektrode R_1 sowie der äußeren Elektrode R_2 . Ab einem Ausnutzungsfaktor kleiner 0,2 ist das elektrische Feld stark inhomogen. Im Hinblick auf die Dielektrophorese ist eine starke Inhomogenität zwar gut, jedoch führen starke Gradienten auch zu Teilentladungen an den Elektroden [17, 36]. Dadurch werden Luftmoleküle ionisiert und die Entladungsrate des Kondensators nimmt zu. Nicht nur der höhere zu kompensierende Entladestrom ist hinsichtlich der Energieeffizienz unerwünscht, sondern auch die Möglichkeit, dass bei Durchschlägen und Teilentladungen Ozon entstehen könnte [19]. Durch die hohe Energie eines Ladungsausgleiches werden die Sauerstoffmoleküle zu Radikalen gespalten, welche wiederum mit Sauerstoff zu Ozon reagieren. Um das Auftreten zu verhindern bzw. die Häufigkeit zu reduzieren, sollte der Ausnutzungsfaktor nicht unter 0,2 fallen. In folgender Gleichung wird die Geometrie unter diesen Aspekten eingeschränkt.

$$\eta_{Zylinder} = \ln\left(1 + \frac{d}{R_1}\right) * \frac{R_1}{d} \geq 0,2 \quad (5-5)$$

Wird die Funktion für den Ausnutzungsfaktor η mit 0,2 gleichgesetzt, lässt sich bei gegebener Schlagweite der Innenradius berechnen. Bei einer Schlagweite, also der Entfernung der Elektroden zueinander, von beispielsweise 0,5 m ergibt sich der Innenradius R_1 zu 0,038 m. Für diese Randbedingungen sollte demnach der Innenradius nicht unter 3,8 cm liegen. Generell gilt, je größer die Radien der Elektroden, desto homogener wird das elektrische Feld, da die Krümmung der Oberfläche nachlässt. Da die Feldlinien stets orthogonal aus der Ladungsquelle verlaufen (vgl. Kap. 3.1), ist die Krümmung der Oberfläche der Elektroden proportional zu der Inhomogenität des elektrischen Feldes.

5.1.2 Dielektrophoretische Kraft im Kondensator

Zunächst wird die dielektrophoretische Kraft explizit am Beispiel des Zylinderkondensators ausgerechnet, um später eine Abschätzung der Größenordnung bezüglich anderer betreffender Kräfte machen zu können.

Die Kraft, die auf die Wassermoleküle in einem inhomogenen Feld wirkt, ist gleich dem Produkt aus Dipolmoment und Gradient des elektrischen Feldes (vgl. Kap. 3.1.3). Da sich der Gradient über den Radius des Zylinderkondensators ändert, ist auch die Größe der Kraft abhängig vom Radius. Das Dipolmoment ist eine stoffspezifische Konstante bei permanenten Dipolmolekülen und ändert sich somit nicht mit dem Radius. Um die Kraft auszurechnen, wird zunächst der Gradient des Feldes berechnet. In dieser Geometrie ergibt sich die Änderung der elektrischen Feldstärke mit dem Radius zu:

$$\left| \frac{d\vec{E}}{dr} \left(\frac{U}{r \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \right) \right| = \left| -\frac{U}{r^2 \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \right| = \frac{U}{r^2 \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (5-6)$$

Wird Gleichung 4-4 in Gleichung 3-8 eingesetzt, ergibt sich für die Kraft folgende Formel:

$$F(r) = \vec{p} * \frac{U}{r^2 \cdot \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \hat{r} \quad (5-7)$$

Die Kraft ist umgekehrt proportional zum Radius im Quadrat. Das bedeutet, der Verlauf der Kraft über den Ringspalt ist proportional zu dem Verlauf der elektrischen Feldstärke im Kugelkondensator. In Bild 5-8 ist der theoretische Verlauf der dielektrophoretischen Kraft auf ein Wassermolekül für eine angelegte Spannung von 100 kV sowie einen Außenradius von 0,5 m und einen Innenradius von 0,01 m abgebildet.

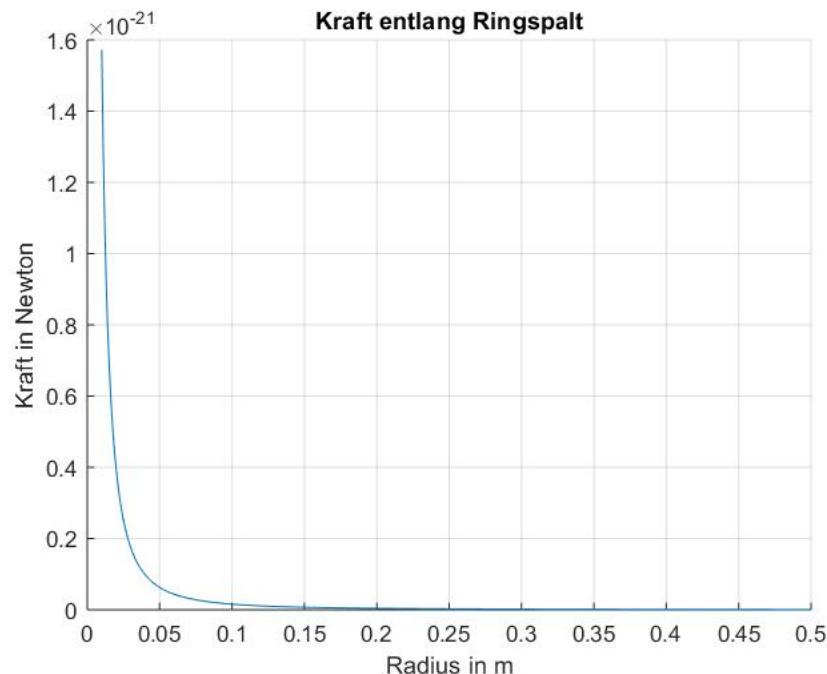


Bild 5-8: Kraft entlang Ringspalt

Es ist zu erkennen, dass die Kraft wie erwartet sehr schnell mit zunehmenden Radius sinkt. Bei gegebener Kondensatorgeometrie ist die einzige Variable in der Formel zur Berechnung der dielektrophoretischen Kraft die angelegte Spannung. Damit besteht die einzige Möglichkeit, die Kraft auf die Wassermoleküle zu vergrößern darin, die angelegte Spannung

am Kondensator zu erhöhen. Bild 5-9 zeigt die Kraftverläufe bei einer jeweiligen Verdoppelung der angelegten Spannung von 100 kV bis 1600 kV.

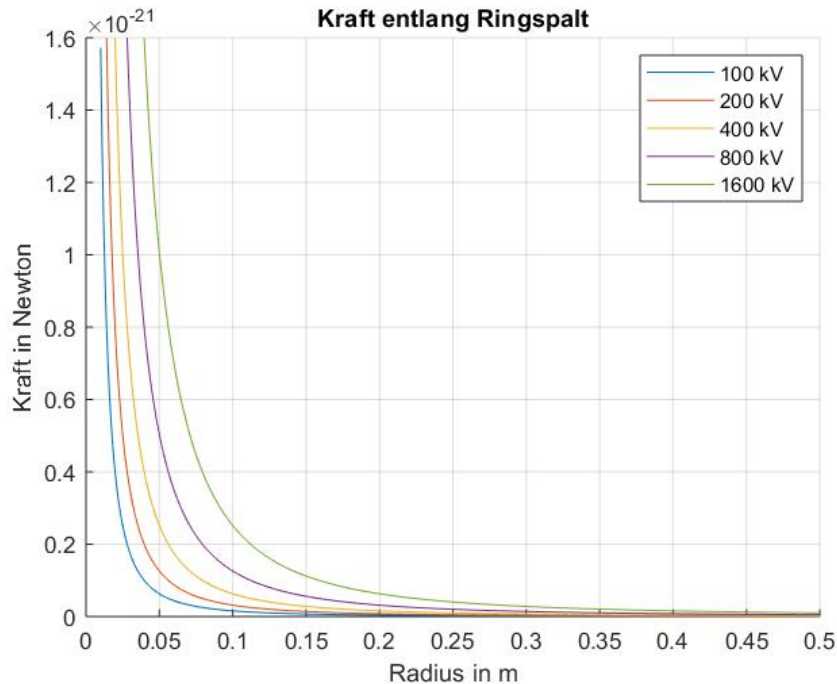


Bild 5-9: Kraftverläufe bei verschiedenen Spannungen

In der Abbildung ist zu erkennen, dass eine größere Spannung auch in einer größeren Kraft resultiert. Dabei stellt man fest, dass die Kraftverläufe erst ab Radien kleiner 0,25 m deutlich sichtbarer voneinander abweichen. Bei Radien größer 0,25 macht sich eine Erhöhung der Spannung kaum in einer Vergrößerung der Kraft bemerkbar.

Die durch das elektrische Feld auf die Wassermoleküle wirkende Kraft ist in der Größenordnung 10^{-21} Newton. Diese Zahl scheint zunächst sehr klein zu sein. Um diese Kraft besser einordnen zu können, sollte ein Vergleich mit der Gravitation angestellt werden. Die Formel zur Berechnung der Gravitationskraft ist gegeben durch [17]:

$$F_G = m_{H_2O} * g \quad (5-8)$$

Die Masse eines Wassermoleküls beträgt $2,9916 \cdot 10^{-26}$ kg. Daraus ergibt sich mit der Fallbeschleunigung auf Meereshöhe von etwa 9,81 m/s eine auf die Wassermoleküle wirkende Schwerkraft von $2,935 \cdot 10^{-25}$ Newton. Die dielektrophoretische Kraft liegt somit in einer Größenordnung 10.000 größer als die Gravitationskraft. Für nachfolgende Berechnungen wird die Annahme getroffen werden, dass die Gravitationskraft vernachlässigt werden kann.

5.1.3 Kräfte und Effekte auf Molekülebene

Bisher wurden nur die dielektrophoretische Kraft sowie die zu vernachlässigende Gravitationskraft beschrieben. Auf Molekülebene treten jedoch noch weitere Kräfte und thermodynamische Effekte auf, welche eventuell bei der Simulation der Luftentfeuchtung berücksichtigt werden sollten. Im Folgenden werden alle relevanten Kräfte und Effekte erläutert und über die Notwendigkeit ihrer mathematischen Beschreibung diskutiert.

Widerstands- bzw. Reibungskraft: Feuchte Luft ist ein Gasgemisch und besteht im Wesentlichen aus Stickstoff- Sauerstoff- und Wassermolekülen. In der anerkannten

kinetischen Gastheorie werden Gase als Teilchen / Kugeln dargestellt, welche sich frei im Raum bewegen und in ständiger Bewegung sind. Eine der wichtigsten Grundannahmen dieser Theorie ist, dass die Teilchen nach dem Gesetz des elastischen Stoßes miteinander kollidieren und ihre Bewegung zwischen den Stößen gleichförmig ohne bevorzugte Richtung erfolgt [19]. Aufgrund der elastischen Stöße ist somit nicht davon auszugehen, dass die Wassermoleküle unter Einfluss der Dielektrophorese Energie während einer Kollision verlieren. Eine Widerstandskraft, welcher beispielsweise jedes größere Objekt in einer kontinuierlichen Strömung ausgesetzt ist, existiert demnach auf Molekülebene nicht. Wenn sich die Wassermoleküle durch die Dielektrophorese längs der Kontinuumsströmung bewegen, wird dies ohne einer Reibungs- bzw. Widerstandskraft erfolgen.

Kräfte zwischen Molekülen: Zwischen Dipolmolekülen wirkt eine Kraft namens Dipol-Dipol Wechselwirkung [30]. Bild 5-10 verdeutlicht die Kraft zwischen zwei Dipolen.

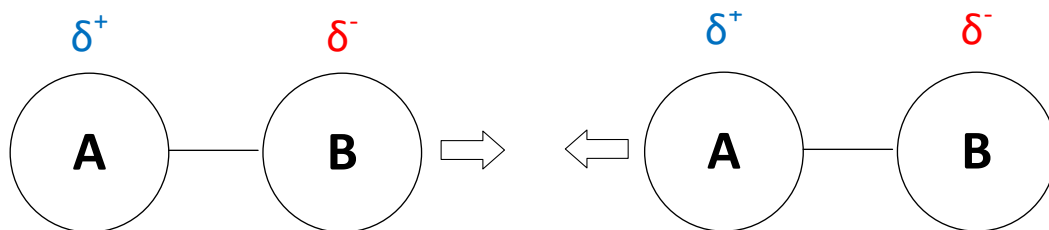


Bild 5-10: Dipol-Dipol Wechselwirkung

Ungleiche Pole ziehen sich aufgrund der Gesetze der Elektrostatik an (vgl. Kap. 3.1). So kommt es, dass zwischen ungleichen Polen eine Dipol-Dipol Wechselwirkung existiert. Dabei entsteht jedoch keine richtige Elektronenbindung zwischen den Dipolen, sondern lediglich eine Wechselwirkung. Ein Spezialfall der Dipol-Dipol Wechselwirkung stellt die Wasserstoffbrückenbindung dar. Diese Wechselwirkung besteht nur zwischen einem Wasserstoffatom und einem Sauerstoff-, Fluor- oder Stickstoffatom, während die Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen allen Dipolen auftreten kann [30]. Wichtig für eine Simulation ist die Größe der Kräfte. Dabei ist festzustellen, dass die gewöhnliche Dipol-Dipol Wechselwirkung zwar stärker ist als die Van der Waals Kraft, jedoch viel kleiner als die Wasserstoffbrückenbindung [31]. Da Wasserstoffbrücken bei Wassermolekülen jedoch ausschließlich im flüssigen Zustand auftreten und bei dem Phasenwechsel der Wassermoleküle aufgebrochen wurden, wirken diese im Gaszustand nicht mehr. Wenn die sehr viel stärkere Wasserstoffbrückenbindung im Gaszustand nicht mehr vorhanden ist, werden auch keine gewöhnlichen Dipol-Dipol Wechselwirkungen auftreten, beziehungsweise einen vernachlässigbaren Einfluss haben. Somit sind auch die zwischenmolekularen Kräfte für eine Simulation der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik vernachlässigbar.

Diffusion und Mittlere Freie Weglänge: Wird ein Gas in einen vakuumierten Raum gelassen, so wird sich das Gas im Raum ausbreiten und diesen vollständig ausfüllen. Die treibende Kraft für den Massentransport ist die Diffusion. Bild 5-11 verdeutlicht dies anhand eines Gedankenexperimentes.

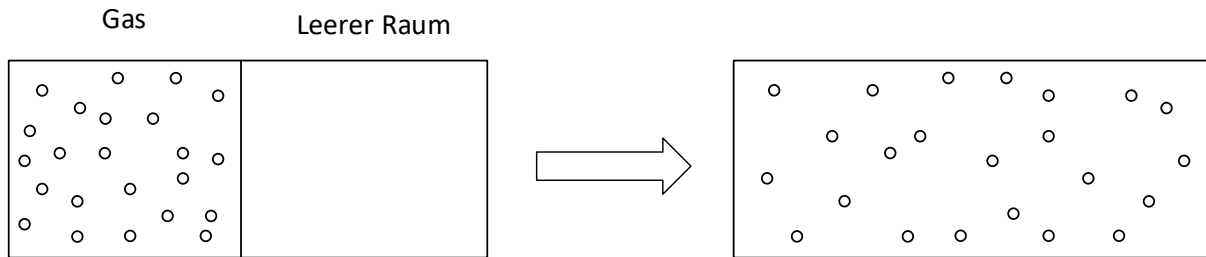


Bild 5-11: Diffusion von Gas anhand eines Experimentes

Zwei Kammern gleicher Größe sind durch eine Trennwand voneinander abgegrenzt. In der linken Kammer befindet sich ein Gas, in der rechten Kammer ein leerer Raum. Wird nun die Trennwand zwischen den Kammern entfernt, wird sich das Gas vollständig in dem zur Verfügung stehenden Raum ausbreiten. Auch wenn sich in der linken und rechten Kammer verschiedene Gase gleicher Dichte befinden, werden sich diese nach dem Entfernen der Trennwand gleichmäßig ausbreiten. Die Gasmoleküle diffundieren durch den Raum, weil sie aufgrund ihrer Temperatur in ständiger Bewegung sind und miteinander kollidieren. Dieses Phänomen, dass Teilchen aufgrund ihrer Temperatur in Bewegung sind wird auch als Brownsche Molekularbewegung bezeichnet [34]. Dabei bewegen sich die Gasteilchen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschreibt für ideale Gase die Geschwindigkeitsverteilung. Aus dieser Verteilungsfunktion lässt sich unter anderem die mittlere Geschwindigkeit der Gasteilchen ableiten und wird über folgende Formel berechnet [33]:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (5-9)$$

Wassermoleküle bewegen sich demnach bei einer Temperatur von 30 °C im Mittel mit einer Geschwindigkeit von knapp 600 m/s.

Statistisch gesehen, ist es aus diesem Grund sehr wahrscheinlich, dass sich das Gas komplett im Raum ausbreitet. Es besteht zwar die hypothetische Möglichkeit, dass sich das Gas auch nach Öffnung der Trennwand durch ein bestimmtes Szenario von Kollisionen nur im linken Teilgebiet aufhalten wird, jedoch ist dieser Fall äußerst unwahrscheinlich. Die Gasteilchen werden immer das Verhalten aufzeigen, ein Konzentrationsgefälle aufgrund ihrer Bewegung auszugleichen. Statistisch werden also immer mehr Teilchen von Orten hoher Konzentration zu Orten niedriger Konzentration diffundieren als umgekehrt. Dies hängt direkt mit der Häufigkeit der Stöße zusammen.

Ein Maß für die Strecke der Gasteilchen, welche diese zwischen den Zusammenstößen durchschnittlich zurücklegen, ist die mittlere freie Weglänge. Diese ist unter anderem eine Funktion von Druck und Temperatur. Je größer der Druck und die Temperatur des Gases, desto geringer ist die mittlere freie Weglänge [41]. Werden nun die Wassermoleküle im Zylinderkondensator einer feuchten Luftströmung aufgrund der Dielektrophorese in Richtung der inneren Elektrode gelenkt, kann dieser Prozess als eine Art Diffusion angesehen werden. Dabei wird im Laufe des Prozesses auch die mittlere freie Weglänge in Richtung der inneren Elektrode abnehmen, da der Wasserdampf in Richtung kleinerer Radien an Dichte zunehmen wird. Die Häufigkeit der Kollisionen unter den Molekülen wird aufgrund der Abnahme der mittleren freien Weglänge zunehmen. Der Wasserdampf wird somit das Verhalten aufzeigen, den Konzentrationsunterschied wieder auszugleichen und sich im Raum auszubreiten.

Aufgrund dieser Erkenntnisse werden die Wassermoleküle nicht alle Richtung innere Elektrode diffundieren. Es ist zu erwarten, dass die Dichte der Wassermoleküle zwar in Richtung steigender Feldstärke zunehmen wird, jedoch wird es nicht möglich sein, sämtliche Moleküle zur Inneren Elektrode zu bewegen.

Für eine Simulation der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik ist es folglich erforderlich, einen sich unter der Kraft der Dielektrophorese einstellenden stationären Zustand zu erfassen. An jeder Stelle entlang des Ringspaltes wird sich zwischen der Dielektrophorese und dem Konzentrationsgradienten eine Art Kräftegleichgewicht einstellen. Da der Prozess des Konzentrationsausgleiches durch Diffusion jedoch nicht als eine auf einzelne Moleküle wirkende Kraft beschrieben werden kann, wird eine sich einstellende Dichtefunktion des Wasserdampfes über dem Simulationsgebiet benötigt. Dabei kann festgehalten werden, dass außer der Dielektrophorese die Reibungs- und Zwischenmolekularen Kräfte sowie die Gravitationskraft nicht berücksichtigt werden müssen.

Das sich aufgrund des inhomogenen elektrischen Feldes einstellende Dichteprofil wird in Bereiche hoher Gradienten größer sein als in Bereiche niedriger Gradienten. Infolgedessen wird bei der gewählten Zylindergeometrie die Dichte des Wasserdampfes von außen nach innen analog zu der Kraftwirkung zunehmen. Im nachfolgenden Unterkapitel wird eine Formel für die Dichteverteilung hergeleitet, welche für eine Beschreibung der Luftentfeuchtung dienen kann.

5.1.4 Dichtefunktion

Für die Herleitung einer Dichtefunktion für den Wasserdampf müssen zunächst die von der Funktion abhängigen Größen erfasst sowie einige Annahmen getroffen werden. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass sich die feuchte Luft, welches als ideales Gas behandelt wird, in Ruhe im Ringspalt eines abgeschlossenen Zylinderkondensators befindet. Damit kann weiter die Annahmen getroffen werden, dass das betrachtete System isobar sowie aufgrund der fehlenden Reibung isotherm ist. Das zwischen den Elektroden befindliche elektrische Feld und somit die Kraft auf die Wassermoleküle ändert sich nur in radialer Richtung (vgl. Kap.3.1.3) entlang des Ringspalts. Wie bereits festgestellt, können weiteren Kräfte vernachlässigt werden, sodass die Partialdichte ρ_{Wasser} bei gegebenem elektrischem Feld einzig eine Funktion der Ortskoordinate - in diesem Fall der Radius r - sein wird. Im Rahmen dieser Studienarbeit kann die nachfolgende Herleitung aufgrund der Vielfalt und Komplexität des Themas nicht im Detail erläutert werden. Es werden lediglich die wesentlichsten Schritte der Herleitung formuliert sowie die grobe Vorgehensweise erläutert. Für ein tiefergehendes Verständnis sollten die entsprechenden Literaturnachweise berücksichtigt und zur Hilfe einbezogen werden.

Dichtefunktion für den Gleichgewichtszustand: Um eine allgemeingültige von der Geometrie unabhängige Funktion für die Partialdichte herleiten zu können, muss das System thermodynamisch auf Molekülebene erfasst werden. Hier wird die klassische Dichtefunktionaltheorie (DFT) [20] angewendet, welche diese im Gleichgewicht eines Ein- oder Mehrkomponenten Systems auf Basis des chemischen Potentials sowie der freien Energie beschreibt. Die klassische DFT basiert auf dem Großkanonischen Funktional Ω , welches für ein Gemisch aus N_c Komponenten folgendermaßen definiert ist:

$$\Omega[\{\rho_i(r)\}] = F[\{\rho_i(r)\}] + \sum_{i=1}^{N_c} \int \rho_i(r) (V_i^{ext}(r) - \mu_i) dr \quad (5-10)$$

mit dem Helmholtz-Energiefunktional F , dem chemischen Potential μ_i der Komponente i und dem externen Potential V_i^{ext} , das auf die Komponente i wirkt [37]. Hier bezeichnet $\{\rho_i\}$ alle Partialdichten und $\rho_i(r)$ beschreibt das Zentrum der Massenposition r , wobei die Orientations- und Konformation-Freiheitsgrade in den de Broglie-Wellenlängen $\Lambda_i(T)$ liegen, die sich in allen Gleichungen aufgrund isothermer Behandlung aufheben. Für das Gleichgewichtsdichteprofil $\rho_i^0(r)$ verschwinden die funktionellen Ableitungen des Großkanonischen Funktionals Ω in Bezug auf die Dichteprofile $\rho_i(r)$ und der Wert des Großkanonischen Funktionals reduziert sich auf das Großkanonische Potential. Im Gleichgewichtszustand ist das Großkanonische Potential minimal bezüglich der inneren Freiheitsgrade [13], aus diesem Grund wird durch

$$\left. \frac{\delta \Omega[\{\rho_i\}]}{\delta \rho_i(r)} \right|_{\rho_i^0(r)} = 0 \quad (5-11)$$

das Dichteprofil mit dem kleinsten Wert im Gleichgewichtszustand gefunden. Damit ergibt sich aus (5-11) die Hauptgleichung der DFT:

$$\frac{\delta F[\{\rho_i\}]}{\delta \rho_i(r)} = \mu_i - V_i^{ext}(r) \quad (5-12)$$

Das Helmholtz-Funktional für ideale Gase ist exakt bekannt unter folgender Gleichung [37]:

$$\frac{\delta F[\{\rho_i\}]}{\delta \rho_i(r)} = kT \ln(\rho_i(r) \Lambda_i^3) \quad (5-13)$$

Mit der Boltzmann Konstante k . Das chemische Potential des idealen Gases als Funktion der Dichte ist ebenfalls bekannt:

$$\mu_i = kT \ln(\rho_i(r) \Lambda_i^3) \quad (5-14)$$

Setzt man dieses an der Stelle $r = 0$ in (4-10) ein, ergibt sich folgende Gleichung:

$$kT \ln(\rho_i(r) \Lambda_i^3) = kT \ln(\rho_i(r=0) \Lambda_i^3) - V_i^{ext}(r) \quad (5-15)$$

Unter Zusammenfügen und Auflösen der Logarithmusfunktion fallen die de Broglie-Wellenlängen aus der Gleichung, sodass sich diese vereinfacht:

$$\rho_i(r) = \rho_i(r=0) \exp(-V_i^{ext}(r)/kT) \quad (5-16)$$

Damit ist eine Dichtefunktion gefunden, welche in Abhängigkeit von dem externen Potential sowie dem Ortsvektor den Verlauf der Dichte für jede Komponente i im betrachteten System beschreibt. Diese Gleichung ist unter anderer Herleitung für den Druck bekannt als barometrischen Höhenformel [3], welche den Druck oder die Dichte der Luft in Abhängigkeit von der Höhe über den Erdboden beschreibt. Dabei setzt sich die Gleichung (5-16) zusammen aus einer Exponentialfunktion sowie einem Vorfaktor, welcher der Dichte bei dem Potential $r = 0$ entspricht.

Gleichung (5-16) ist gültig für Systeme mit offenen Stoffgrenzen. In dieser Arbeit wird jedoch eine abgeschlossene Kondensatorgeometrie mit konstanter Stoffmenge betrachtet, in welcher im Ringspalt das externe Potential analog der elektrischen Feldstärke von innen nach außen zunimmt, doch an keiner Position verschwindet. Der Vorfaktor in Gl. (5-16) muss folglich für das in dieser Arbeit betrachtete System korrigiert werden. Um einen korrigierten Vorfaktor zu erhalten, wird die DFT unter der Nebenbedingung einer konstanten Anzahl an Molekülen im System angewendet [32]. Wird die Dichtefunktion über das betrachtete Gebiet mit dem

infinitesimalen Volumenelement $d\underline{r}$ im Volumen integriert, erhält man die Anzahl an Moleküle N_i , welche bei der folgenden Herleitung als Nebenbedingung vorgegeben wird:

$$N_i = \int \rho_i(\underline{r}) d\underline{r} \quad (5-17)$$

Um Gleichung (5-12) unter dieser Nebenbedingung lösen zu können, wird eine Lagrange Hilfsfunktion wie folgt definiert:

$$L = \Omega + \sum_i \lambda_i (N_i - \int \rho_i(\underline{r}) d\underline{r}) \quad (5-18)$$

Mit dem Lagrange-Multiplikator λ . Durch Einsetzen des Großkanonischen Funktional von (5-10) ergibt sich die Hilfsfunktion:

$$L = F + \sum_i^{N_i} \int \rho_i(\underline{r}) (V_i^{ext}(\underline{r}) - \mu_i) d\underline{r} + \sum_i \lambda_i (N_i - \int \rho_i(\underline{r}) d\underline{r}) \quad (5-19)$$

Nun wird die Lagrange Hilfsfunktion jeweils nach den beiden Unbekannten $\rho_i(\underline{r})$ und λ_i abgeleitet und null gesetzt, um die Extremstelle und damit das Dichteprofil mit dem kleinsten Wert des Großkanonischen Potentials unter der definierten Nebenbedingung finden zu können:

$$\frac{\delta L}{\delta \rho_i} = \frac{\delta F}{\delta \rho_i} + V_i^{ext}(\underline{r}) - \mu_i - \lambda_i = 0 \quad (5-20)$$

$$\frac{\delta L}{\delta \lambda_i} = N_i - \int \rho_i(\underline{r}) d\underline{r} = 0 \quad (5-21)$$

Wird das Helmholtz-Funktional sowie das chemische Potential μ_i^{bulk} mit konstanter Masse aus (5-13) und (5-14) in (5-20) eingesetzt, ergibt sich die erste Gleichung des Verfahrens der Lagrange-Multiplikatoren:

$$kT \ln(\rho_i(\underline{r}) \Lambda_i^3) + V_i^{ext}(\underline{r}) - kT \ln(\rho_i^{bulk} \Lambda_i^3)$$

Nun können erneut die Logarithmusfunktionen zusammengefasst werden, sodass sich diese aufgelöst nach der Dichte vereinfacht:

$$\rho_i(\underline{r}) = \exp\left(\frac{\lambda_i - V_i^{ext}(\underline{r})}{kT}\right) \rho_i^{bulk} \quad (5-22)$$

Diese Gleichung kann nun in die Nebenbedingung (4-19) eingesetzt und nach dem Lagrange-Multiplikator aufgelöst werden:

$$\lambda_i = kT \ln\left(\frac{N_i}{\rho_i^{bulk}} \frac{1}{\int \exp(-V_i^{ext}(\underline{r})/kT) d\underline{r}}\right) \quad (5-23)$$

Weiter wird (5-23) in (5-20) eingesetzt, um den Multiplikator verschwinden zu lassen und das Gleichungssystem lösen zu können:

$$\frac{\delta F}{\delta \rho_i} + V_i^{ext}(\underline{r}) - \mu_i - kT \ln\left(\frac{N_i}{\rho_i^{bulk}} \frac{1}{\int \exp(-V_i^{ext}(\underline{r})/kT) d\underline{r}}\right) = 0 \quad (5-24)$$

Nun kann wieder das Helmholtz-Funktional sowie das chemische Potential μ_i^{bulk} mit konstanter Masse aus (5-13) und (5-14) in (5-20) eingesetzt werden:

$$kT \ln(\rho_i(\underline{r}) \Lambda_i^3) - kT \ln(\rho_i^{bulk} \Lambda_i^3) + V_i^{ext}(\underline{r}) - kT \ln\left(\frac{N_i}{\rho_i^{bulk}} \frac{1}{\int \exp(-V_i^{ext}(\underline{r})/kT) d\underline{r}}\right) = 0 \quad (5-25)$$

Durch das Zusammenfassen kürzen sich wieder die de Broglie-Wellenlängen sowie die bulk-Dichte ρ_i^{bulk} aus der Gleichung. Nach der Dichte aufgelöst ergibt sich die endgültige Gleichung:

$$\rho_i(r) = \frac{N_i}{\int \exp(-V_i^{ext}(r)/kT) dr} \exp(-V_i^{ext}(r)/kT) \quad (5-26)$$

Diese Dichtefunktion enthält nun einen korrigierten Vorfaktor, in welchem die Molekülanzahl im System vorgegeben werden kann. Das externe Potential gleicht der potentiellen Energie analog zur barometrischen Höhenformel und entspricht hier der potentiellen Energie der Dipolmoleküle im inhomogenen elektrischen Feld. Dieses ist definiert als das Produkt aus dem Dipolmoment und dem elektrischen Feld [7]:

$$V_i^{ext}(r) = W_{pot} = -\vec{p} \vec{E}(r) \quad (5-27)$$

Zeitabhängigkeit der Dichtefunktion: Die zuvor hergeleitete Gleichung (5-25) beschreibt das Dichteprofil im Gleichgewichtszustand unter Einfluss des externen Potentials. Wichtig für eine Verwendung der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik ist die Zeitabhängigkeit dieses Diffusionsprozesses. Aus diesem Grund wird eine zeitabhängige Formel gesucht, welche sich bei großen Zeiten dem Gleichgewichtszustand annähert. Bei dieser Problemstellung wird die dynamische Dichtefunktionaltheorie (DDFT) angewendet, welche wie folgt definiert ist [42]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \circ \left[D \rho \nabla \frac{\delta F}{\delta \rho} \right] = -\nabla \circ [-j_i] \quad (5-28)$$

Da Energien bilanziert werden, muss diese Gleichung für den in dieser Arbeit vorliegenden Fall um das externe Potential erweitert werden:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \circ \left[D \rho(r) \nabla \left(\frac{\delta F}{\delta \rho} + V_i^{ext}(r) \right) \right] \quad (5-29)$$

Das Helmholtz-Funktional kann wieder aus (5-13) eingesetzt werden und unter Auflösung des Nabla-Operators vereinfacht sich die Gleichung innerhalb des Klammerarguments:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \circ \left[D kT \frac{\partial \rho_i(r,t)}{\partial r} + D \rho_i \frac{\partial V_i^{ext}(r)}{\partial r} \right] \quad (5-30)$$

Um den äußeren Nabla-Operator auflösen zu können, muss bei einer zylindrischen Betrachtung die Jacobi-Determinante noch hinzugefügt werden, welche für diesen Fall wie folgt definiert ist:

$$\nabla \circ j = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) \quad (5-31)$$

Damit ergibt sich die Gleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[D^* kT \frac{\partial \rho_i(r,t)}{\partial r} + D \rho_i \frac{\partial V_i^{ext}(r)}{\partial r} \right] \quad (5-32)$$

Diese Gleichung kann numerisch gelöst werden, unter den Randbedingungen, dass die Stoffströme an den Grenzen R1 und R2 gleich null sind. Als Anfangswert wird eine konstante Dichte ohne externes Potential im Ringspalt eingesetzt.

5.2 Auswertung der Dichteverteilung & Ergebnisse

In Kapitel vier wurden alle Kräfte und Effekte auf Molekülebene für eine Simulation der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik diskutiert. Mit der in Kap. 5.1.4 hergeleiteten Dichtefunktion für die Zylinderkondensatorgeometrie ist es nun möglich, die Dichteänderung entlang des Ringspaltes explizit auszurechnen. Auch eine Berechnung der Änderung der Luftfeuchtigkeit mittels einer Integration über das Simulationsgebiet kann unter den getroffenen Annahmen durchgeführt werden.

5.3 Dichtefunktion

Die Dichtefunktion beschreibt den Verlauf der Dichte im Ringspalt unter dem Einfluss des externen Potentials. Wird eine Spannung und damit ein elektrisches Feld an den abgeschlossenen Zylinderkondensator angelegt, diffundieren die Wassermoleküle von der äußeren in Richtung inneren Elektrode. Um explizit die relevanten Größen im Simulationsgebiet ausrechnen zu können, werden folgende Randbedingungen als Standardbedingungen definiert: Der Zylinderkondensator soll einen Außenradius von 0,5 m, einen Innenradius von 0,04 m, eine Länge von 1,0 m sowie eine angelegte Spannung von 1000 kV haben. Für diese Werte des Zylinderkondensators liegt der Ausnutzungsfaktor knapp über 0,2 und die Spannung unterhalb der Durchschlagsspannung (vgl. Kap. 3.1.1). Weiter soll die eingeschlossene Luft eine relative Luftfeuchtigkeit von 60 % bei einer Temperatur von 30 °C und einem absoluten Druck von einem Bar haben, was typische Bedingungen der Zuluft einer RLT-Anlage entsprechen können. In der Formel für die Dichteverteilung kommt allerdings nicht die relative Luftfeuchte vor, sondern die Anzahl an Wasserteilchen im System bzw. die Masse des Wasserdampfes. Diese wird im Folgenden berechnet.

Mit Hilfe der Formel für das ideale Gas ergibt sich die Dichte zu

$$\rho_w = \frac{p_w}{R_w * T} \quad (5-33)$$

Der Wasserpartialdruck wird über den Satttdampfdruck und der relativen Luftfeuchtigkeit ausgerechnet

$$p_w = \varphi * p_{sat} \quad (5-34)$$

Für die oben genannten Randbedingungen ergibt (5-2) in (5-1) eingesetzt die Dichte des Wasserdampfes

$$\rho_w = \frac{\varphi * p_{sat}}{R_w * T} = \frac{0,6 * 42,34 * 10^2}{461,5237732 * (273,15 + 30)} = 0,018157266 \text{ kg/m}^3$$

Wird die Dichte des Wasserdampfes nun mit dem Volumen im Ringspalt multipliziert, ergibt sich die Masse des Wassers zu

$$m_w = \rho * V_{Ringspalt} = \rho * \pi * (R_2^2 - R_1^2) * L = 0,014169 \text{ kg} \quad (5-35)$$

Werden alle Zahlenwerte für die definierte Standardbedingung in die Dichtefunktion (5-25) eingesetzt, dann kann die Funktion ausgewertet werden

$$\rho_w(r) = \frac{m_w}{2\pi \int_{R_2}^{R_1} r \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) kT}\right) dr} \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) kT}\right) = \frac{0,01419}{2\pi \int_{0,04}^{0,5} r \exp\left(\frac{6,152 * 10^{-30} * 10^6}{r \ln\left(\frac{0,5}{0,04}\right) k303,5}\right) dr} \exp\left(\frac{6,152 * 10^{-30} * 10^6}{r \ln\left(\frac{0,5}{0,04}\right) k303,5}\right)$$

Das Integral zur Berechnung der Dichtekorrektur kann nicht analytisch gelöst werden, sondern muss numerisch angenähert werden. Bild 5-12 zeigt die ausgewertete Dichtefunktion unter den oben ausgerechneten Randbedingungen.

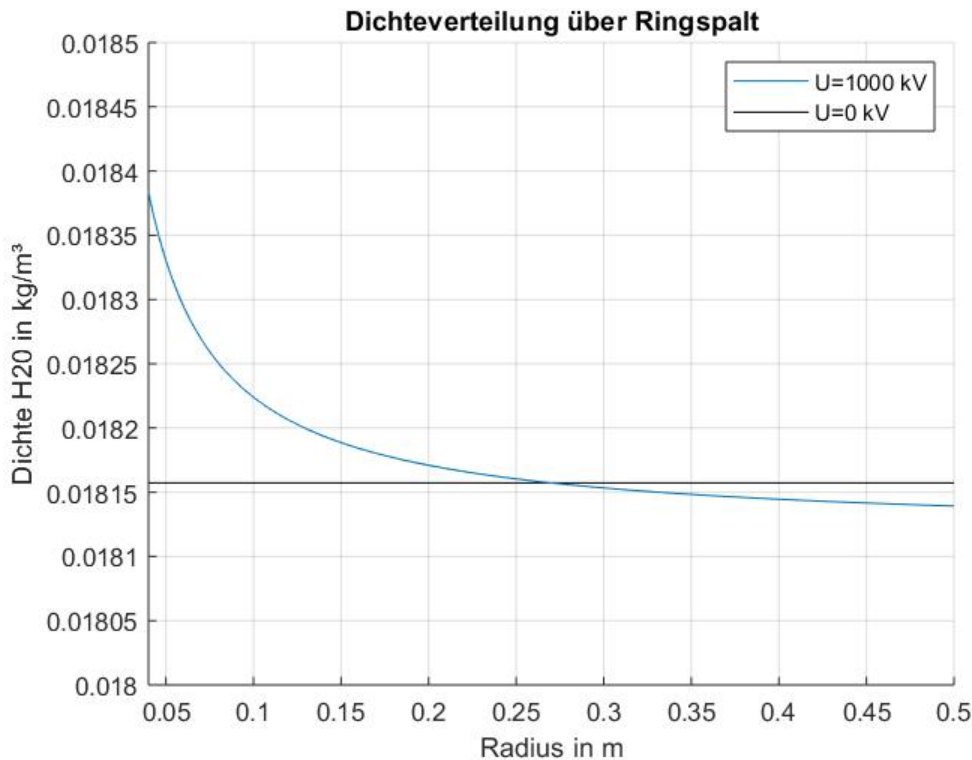


Bild 5-12: Dichteverteilung für Standardbedingungen

Die schwarze Kurve ist die Dichte des Wasserdampfes, wenn kein externes Potential bzw. keine Spannung an dem Kondensator anliegt. In diesem Fall ist die Dichte entlang des Ringspalt konstant. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Dichte bei angelegter Spannung wie erwartet von außen nach innen zunimmt. Dabei liegt die Dichte des Wasserdampfes an der äußeren Elektrode verständlicherweise unterhalb der Dichte ohne Einfluss der Dielektrophorese.

Eine einfache Möglichkeit die Korrektheit der Formel für die Dichteverteilung zu überprüfen, ist die Masse an Wasser im System zu berechnen. Diese sollte berechnet über die Dichteverteilung genau die Gleiche sein, wie über die Eingangsbedingungen definiert. Wird die Formel für die Dichteverteilung über den Ringspalt integriert, lässt sich die Gesamtmasse an Wasserdampf im System berechnen:

$$m_w = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} r \rho_w(r) dr = \frac{m_w}{2\pi \int_{R_2}^{R_1} r \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) kT}\right) dr} \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) kT}\right) \quad (5-36)$$

Auch hier muss das Integral in ein Volumenintegral überführt werden, da in drei Richtungen integrieren werden muss. Dabei kürzen sich die beiden Exponentialfunktionen aus der Gleichung und es bleibt die eingangs definierte Menge an Wasser übrig. Damit ist die Nebenbedingung der vorgegebenen Anzahl an Molekülen in der Gleichung erfüllt. In Bild 5-12 sind die Flächen, die von den Graphen und der X-Achse eingeschlossen werden, nicht gleich groß. Da in diesem Graph jedoch die Dichteverteilung in nur einer Raumdimension gezeigt ist, müssen dort die Flächen unter den Kurven auch nicht gleich groß sein. Im Volumen integriert

sind Flächen in Bereiche größerer Radien deutlich größer als in Bereiche kleiner Radien. Aus diesem Grund ist auch die eingeschlossene Fläche zwischen beiden Kurven links des Schnittpunktes deutlich größer als rechts. Wie oben gezeigt, bleibt die Masse an Wasserdampf im System aber trotzdem konstant.

Je größer die angelegte Spannung, desto ausgeprägter wird das Dichteprofil entlang des Ringspaltes. In Bild 5-13 sind die Dichteprofile für verschiedene Spannungen des Kondensators gezeigt.

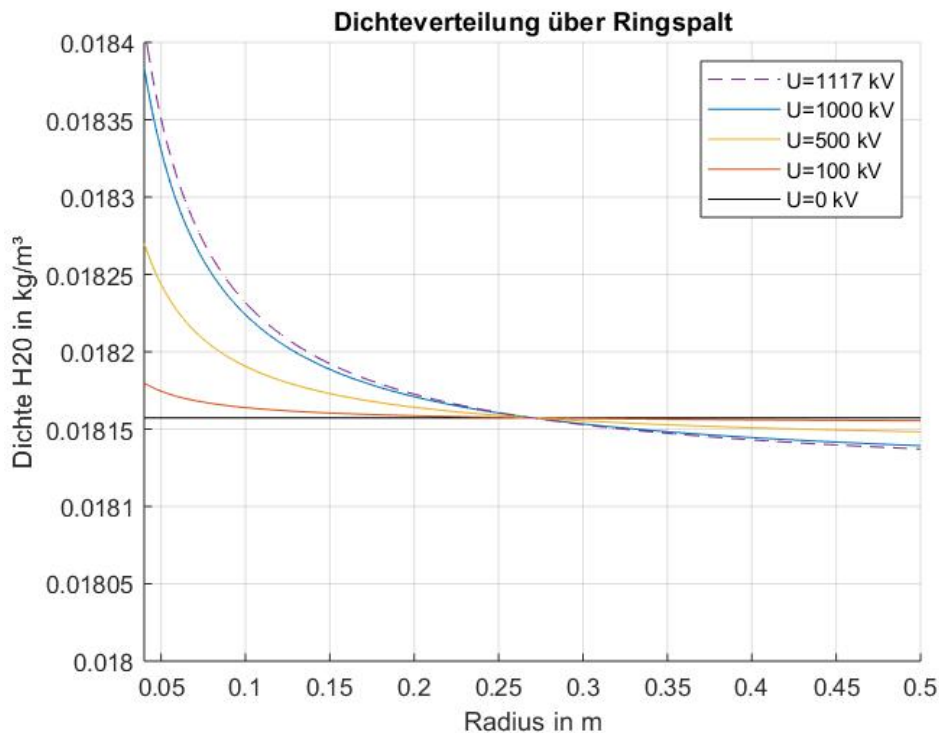


Bild 5-13: Dichteprofile unter Standardbedingungen mit verschiedenen Spannungen

Bei gegebener Kondensatorgeometrie und Stoffgrößen der feuchten Luft kann nur über die Stärke des elektrischen Feldes das Dichteprofil verändert werden. Um einen Ladungsaustausch und damit eine Ionisation der Luft zu vermeiden, ist die angelegte Spannung nach oben jedoch begrenzt. Die gestrichelte Linie zeigt das Dichteprofil für die Durchschlagsspannung (vgl. Kap. 3.1). Unter diesen Randbedingungen der feuchten Luft und der Schlagweite der Elektroden sollte demnach die angelegte Spannung nicht über 1117 kV liegen.

5.4 Berechnung der Luftentfeuchtung

Mit Hilfe der Formel für die Dichteverteilung kann nun auch berechnet werden, um wie viel sich die Luftfeuchtigkeit bei diesem Prozess senken lässt. Die Formel gilt zwar nur für ein abgeschlossenes System bzw. einer laminaren Bernoulli Strömung, dennoch können die Ergebnisse bereits Erkenntnisse darüber liefern, wie effizient eine Luftentfeuchtung auf Basis dieses elektrostatischen Aufbaus funktioniert. Weitere Strömungseffekte wie den Einfluss der Turbulenz und die Geschwindigkeitsverteilung entlang des Ringspaltes oder den Druckverlust werden im Rahmen der folgenden Berechnungen zur Luftentfeuchtung nicht berücksichtigt.

Berechnung der Luftentfeuchtung: Wie bereits gezeigt, könnte einem dem Kondensator folgender weiterer Zylinder den Luftstrom in zwei Teilströme trennen. So wäre es möglich, einen Teil der Luftfeuchtigkeit aus der Zuluft zu entfernen. Die Reduzierung der Luftfeuchtigkeit ist abhängig von der grundlegenden Kondensatorgeometrie, der angelegten Spannung sowie abhängig von dem Trennpunkt. Der Trennpunkt r_t und damit der Radius des dem Kondensator folgenden Zylinders muss sich zwischen der inneren und der äußeren Elektrode befinden. Für den Kondensator mit einem Außenradius von 0,5 m und einem Innenradius von 0,04 m könnte beispielsweise eine Trennung der Luft bei einem Radius von 0,3 m erfolgen. Im Folgenden wird die Reduzierung der Luftfeuchtigkeit im Detail am bereits definierten Standardfall berechnet.

Wird die Formel für die Dichteverteilung nicht über das gesamte Simulationsgebiet, sondern lediglich vom Trennpunkt bis zum Außenradius integriert, erhält man die Masse des Wasserdampfes, welcher sich im äußeren Bereich mit niedrigerer Luftfeuchte befindet. Die Formel für die Berechnung der Masse dieses Wasserdampfes von (5-4) ergibt sich demnach zu:

$$m_{w,au\beta en} = 2\pi \int_{r_t}^{R_2} r \rho_w(r) dr \quad (5-37)$$

Die Masse des Wasserdampfes der feuchteren Luft im Inneren wird analog berechnet, indem die Dichteverteilung von Innenradius bis zum Trennpunkt integriert wird:

$$m_{w,innen} = 2\pi \int_{R_1}^{r_t} r \rho_w(r) dr \quad (5-38)$$

Über diese Massen sowie die Volumina der zwei Teilkanäle kann nun die veränderte Luftfeuchtigkeit ausgerechnet werden, welche sich nach dem Kondensator im verbleibenden Luftstrom ohne externes Potential gleichmäßig einstellen wird. Wir integrieren die Dichteverteilung und erhalten die Menge an Wasser im äußeren Kanal:

$$m_{w,au\beta en} = 2\pi \int_{r_t}^{R_2} r \rho_w(r) dr = \frac{0,01419}{2\pi \int_{0,04}^{0,5} r \exp\left(\frac{6,152 \cdot 10^{-30} 10^6}{r \ln\left(\frac{0,5}{0,04}\right) k_{303,5}}\right) dr} \int_{r_t}^{R_2} 2\pi r * \exp\left(\frac{6,152 \cdot 10^{-30} 10^6}{r \ln\left(\frac{0,5}{0,04}\right) k_{303,5}}\right) dr$$

Wird diese Gleichung numerisch gelöst, erhält man das Ergebnis von 0,00912044 kg Wasserdampf. Um nun vergleichen zu können, um wie viel sich die Masse des Dampfes reduziert hat, muss dieser Wert mit der ursprünglichen Menge an Wasser bei der Gleichverteilung ohne externes Potential verglichen werden. Diese ergibt sich zu:

$$m_{w,vorher} = \rho_w * V_{Ringspalt,Trennzyl.} = 0,018157266 \frac{kg}{m^3} * \pi * (0,5^2 - 0,3^2) m^3 \quad (5-39)$$

Die Differenz der Masse des Wassers beträgt somit 0,00000639 kg. Diese Menge an Wasserdampf könnte nach dieser Modellannahme für die vorliegenden Randbedingungen aus der Zuluft ohne Phasenwechsel entfernt werden.

Parameterstudie: Die obige Beispielrechnung einer Luftentfeuchtung auf Basis der Dielektrophorese hat gezeigt, dass sich tatsächlich die Luftfeuchtigkeit durch diese Kraft und Methodik der Umsetzung in einer RLT-Anlage reduzieren ließe. Jedoch scheint der Effekt nur sehr geringfügig zu sein. Aus diesem Grund wird im Folgenden eine Parameterstudie durchgeführt, um den Einfluss der Kondensatorgeometrie auf die Luftentfeuchtung zu untersuchen und ggf. Optimierungen zu finden. Neben der Kondensatorgeometrie wird auch der Radius des Trennpunktes variiert. Die angelegte Spannung wurde nahe der

Durchschlagsspannung gewählt, um den maximalen Effekt der Dielektrophorese ausnutzen zu können. Tabelle 5-1 zeigt die Ergebnisse unter den Standardbedingungen bei einem Außenradius von 0,25 m und einen Innenradius von 0,017 m.

Tabelle 5-1: Parameterstudie unter Standardbedingung mit R2/R1 von 0,25/0,017

Randbedingungen: T=303,15 K; $\varphi=60$ %; p=1 bar; $\eta=0,2$; L=1 m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%]
0,017	0,25	0,05	570	59,98450283	0,015497173
0,017	0,25	0,1		59,96667158	0,033328416
0,017	0,25	0,2		59,94289659	0,057103407

Für diese sehr kleine Kondensatorgeometrie darf die Spannung nicht über 570 kV liegen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Reduzierung der Luftfeuchtigkeit mit dem Radius des Trennpunktes steigt. Tabelle 5-2 zeigt die Ergebnisse der Berechnungen mit einem Außendurchmesser von 0,5 m und einem Innendurchmesser von 0,04 m.

Tabelle 5-2: Parameterstudie unter Standardbedingung mit R2/1 von 0,5/0,04

Randbedingungen: T=303,15 K; $\varphi=60$ %; p=1 bar; $\eta=0,2$; L=1 m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%]
0,04	0,5	0,2	1100	59,96757316	0,032426836
0,04	0,5	0,3		59,95373642	0,046263581
0,04	0,5	0,4		59,94301346	0,056986536

Auch hier kann bei Trennung in Richtung größerer Radien eine höhere Reduzierung der Luftfeuchtigkeit erzielt werden. Die angelegte Spannung kann bedingt durch die größere Schlagweite zu 1100 kV gewählt werden. Tabelle 5-3 zeigt die Ergebnisse der Luftentfeuchtung bei einer noch größeren Geometrie.

Tabelle 5-3: Parameterstudie unter Standardbedingungen mit R2/1 von 1,0/0,07

Randbedingungen: T=303,15 K; $\varphi=60$ %; p=1 bar; $\eta=0,2$; L=1 m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%]
0,07	1,0	0,5	2250	59,95995982	0,040040176
0,07	1,0	0,7		59,94824518	0,05175482
0,07	1,0	0,9		59,93899678	0,061003223

Alle drei Geometrien sind bezüglich der Durchschlagsspannung sowie des Ausnutzungsfaktors begrenzt. Die Differenz der Luftfeuchtigkeit vor und nach Einstellen des

Dichteprofil liegt bei allen im Mittel bei etwa 0,05 %. Unabhängig von der Geometrie der Elektroden ist der Gradient des elektrischen Feldes demnach von allen drei berechneten Kondensatoren etwa gleich groß. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, über eine Variation der Geometrie eine Verbesserung hinsichtlich des Dichteprofiles zu erhalten.

Neben der Variation der Geometrie, können noch die Anfangsbedingungen variiert werden. In der Produktionstechnik müssen andere Anforderungen an die Umgebungsluft gestellt werden als in der Raumluftechnik. In folgender Tabelle sind die Ergebnisse der Luftentfeuchtung mit 30 % relativer Luftfeuchtigkeit bei 15 °C Temperatur sowie einem Bar Druck dargestellt.

Tabelle 5-4: Parameterstudie mit trockenerer Luft

Randbedingungen: T=288,15 K; $\varphi=30\%$; p=1 bar; $\eta=0,2$; L=1 m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%]
0,07	1,0	0,5	2250	29,97891179	0,021088207
0,07	1,0	0,7		29,97274420	0,027255802
0,07	1,0	0,9		29,96789252	0,032107482

Die Luftentfeuchtung bei diesen Randbedingungen ist auf einem ähnlich niedrigen Niveau wie unter den Standardbedingungen. Auch eine geringere Anzahl an Wassermolekülen hat somit einen positiven Einfluss auf das Dichteprofil.

Damit bleibt die Stärke des elektrischen Feldes die einzige einflussreiche Größe auf die Ausprägung des Dichteprofiles. Tabelle 5-5 zeigt nochmals die Ergebnisse unter Standardbedingungen mit Einfluss der angelegten Spannung.

Tabelle 5-5: Parameterstudie unter Standardbedingungen mit Einfluss der Spannung

Randbedingungen: T=303,15 K; $\varphi=60\%$; p=1 bar; $\eta=0,2$; L=1 m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%]
0,04	0,5	0,4	11	59,99946237	0,000537628
0,04	0,5	0,4	110	59,99432003	0,005679971
0,04	0,5	0,4	1100	59,94301346	0,056986536
0,04	0,5	0,4	11000	59,42550671	0,574493294
0,04	0,5	0,4	110000	53,95019639	6,049803615

In der Parameterstudie ist zu erkennen, dass die Luftfeuchtigkeit erst oberhalb der Durchschlagsspannung von 1100 kV im erkennbaren Maße abnimmt. Alle Spannungen unterhalb führen zu keiner wesentlichen Änderung in der Luftfeuchtigkeit. Da jedoch Spannungen oberhalb der Durchschlagsspannung nicht realisiert werden können, bleiben die Profile der Dichteverteilung sehr flach.

5.5 Mehrstufige Luftentfeuchtung

Die präsentierten Ergebnisse haben gezeigt, dass die Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik innerhalb eines Kondensators nur sehr geringfügige Auswirkungen hat. Jedoch könnten mehrere Kondensatoren hintereinander geschaltet die Luftfeuchtigkeit im größeren Maße reduzieren. Dazu müsste jeweils nach der Trennung der Fortluft die verbleibende trockenere Luft im äußeren Ringspalt direkt in einen weiteren Kondensator geleitet werden. Dadurch wird der Luftstrom weiter reduziert, da bei jedem Trennprozess ein großer Teil des Luftstromes aus dem System abgeführt werden muss. Die Größe der Kondensatoren muss dadurch nach jedem Trennprozess auf die weiter verbleibende trockenere Luft angepasst werden. Wird beispielsweise eine Zuluft von 5 m³/s in einer RLT-Anlage benötigt, so wird bei einer dreistufigen Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik bei einem jeweiligen Trennvolumen von 50 % ein eingangs benötigter Außenluftstrom in Höhe von 40 m³/s gebraucht.

Um mehrere Kondensatoren hintereinander schalten zu können, ist es wichtig die jeweils erforderliche Länge der Elektroden zu wissen. Die Wasserteilchen brauchen eine gewisse Zeit, bis sie von außen nach innen diffundiert sind und sich das Dichteprofil eingestellt hat. Das ist entscheidend, um bei einer gegebenen Strömungsgeschwindigkeit der Zuluft die Länge der Kondensatoren berechnen zu können. Wird das Einstellen des Dichteprofiles viel Zeit in Anspruch nehmen, so muss auch der elektrische Kondensator entsprechend lang ausgelegt werden. Stellt sich das Dichteprofil jedoch schneller ein, so kann der Kondensator kürzer gewählt werden. Das Einstellen eines exakten Gleichgewichtes, sodass die Wassermoleküle nicht mehr diffundieren und sich das Dichteprofil nicht mehr ändert, würde eine unendlich lange Zeit erfordern. Jedoch ist dies gar nicht notwendig, wenn sich schon nach wenigen Sekunden das Dichteprofil nicht mehr wesentlich ändert.

Die hergeleitete Formel für die Zeitabhängigkeit der Dichtefunktion wird numerisch über den pdepe-Solver in Matlab® gelöst. Dieser Solver kann verwendet werden, da die partielle Differentialgleichung lediglich von einer Raumdimension sowie der Zeit abhängig ist. Um die partielle DGL lösen zu können, muss Sie auf folgende Form überführt werden.

$$c \left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \frac{\partial u}{\partial t} = x^{-m} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^m f \left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right) + s \left(x, t, u, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (5-40)$$

Für unsere Problemstellung reduziert sich die Formel auf:

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} = r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(D^* \frac{\partial \rho_w}{\partial r} + D \rho_w \frac{\partial \xi_{ext}}{\partial r} \right) \right) \quad (5-41)$$

Wobei der Koeffizient vor der Dichteänderung mit dem Radius aus der Analogie zum zweiten Fick'schen Gesetz dem Diffusionskoeffizienten entspricht:

$$D^* = D * k * T \quad (5-42)$$

Der Diffusionskoeffizient kann über folgende Korrelation berechnet werden [29]:

$$D^* = 0,211 * \left(\frac{T}{273,15K} \right)^{1,94} * \left(\frac{1013,25hPa}{p} \right) \quad (5-43)$$

Bild 5-14 zeigt die numerische Lösung der Gleichung 5-41 unter Standardbedingungen.

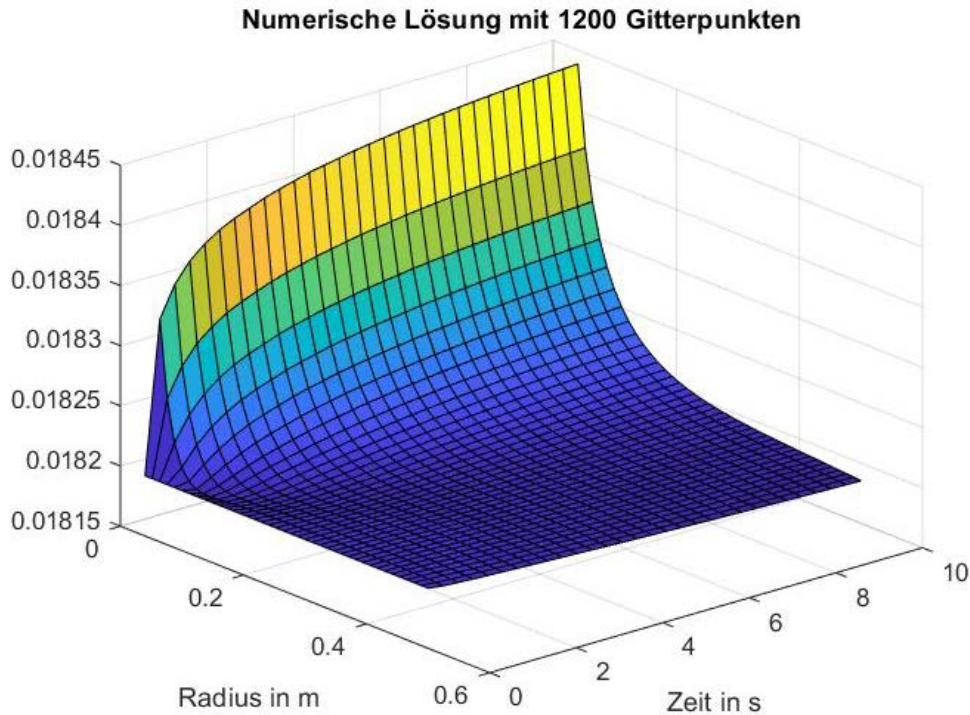


Bild 5-14: Numerische Lösung für Standardbedingungen

In der Grafik ist zu erkennen, dass sich das Profil nach kurzer Zeit sprunghaft einstellt und nach wenigen Sekunden schon sehr ausgeprägt ist. Bild 5-15 zeigt die Lösung nach fünf Sekunden im zweidimensionalen Plot.

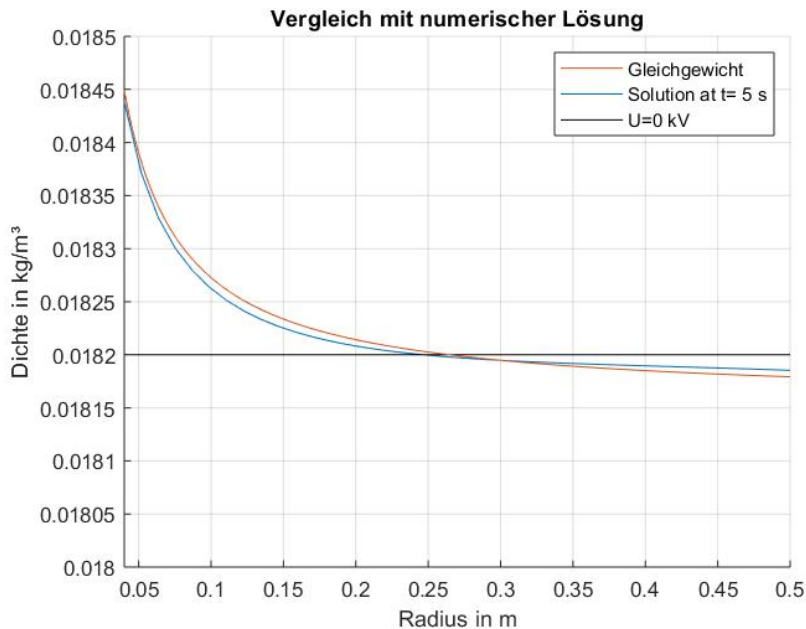


Bild 5-15: Numerische Lösung unter Standardbedingungen nach fünf Sekunden

In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass das Dichteprofil schon nach fünf Sekunden dem Gleichgewichtsprofil aus Kapitel 5.3 sehr ähnelt. Die Differenz zum Dichteprofil im Gleichgewichtszustand ist nur noch minimal.

Die numerischen Lösungen haben gezeigt, dass sich das Dichteprofil sehr schnell einstellt. Mit dieser Erkenntnis ist es nun möglich, die Länge eines elektrischen Kondensators

auszurechnen. Das sprunghafte Einstellen des Dichteprofils ermöglicht es, kurze Kondensatoren zu verwenden. Dies hätte den Vorteil, dass in einer RLT-Anlage eventuell mehrere elektrische Kondensatoren hintereinander verbaut werden könnten. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse einer vier stufigen Luftentfeuchtung präsentiert. Dabei wurde der Volumenstrom nach jeder Stufe um 50 % reduziert und eine Luftentfeuchtung nach Erreichen von 90 % des endgültigen Gleichgewichtsdichteprofils berechnet.

Tabelle 5-6: Mehrstufige Luftentfeuchtung

Randbedingungen: $T=303,15$ K; $\varphi=60$ %; $p=1$ bar; $\eta=0,2$; $L=1$ m					
R1 [m]	R2 [m]	q [m]	Spannung [kV]	Luftfeuchte außen [%]	Differenz $\Delta \varphi$ [%] (zwischen den St.)
0,07	1,000	0,500	2250	59,95995982	0,040040176
0,07	0,868	0,469	1900	59,93282619	0,027133633
0,07	0,751	0,410	1600	59,91789733	0,014928858
0,07	0,650	0,360	1400	59,88968253	0,028214800

Nach jeder Stufe muss die Geometrie an den reduzierten Volumenstrom angepasst werden. Auch muss die angelegte Spannung nach jeder Stufe reduziert werden, da bei geringerer Schlagweite der Elektroden auch die Durchschlagsspannung abnimmt. Nach vier Stufen wäre in diesem Beispiel die Luft um 0,11 % entfeuchtet. Pro Stufe kann die Luftfeuchtigkeit lediglich um etwa 0,02 % gesenkt werden. Um die Luftfeuchtigkeit um ein Prozent zu reduzieren, wären demnach 50 elektrische Kondensatoren erforderlich.

6 Diskussion

Luftentfeuchtung:

In Kapitel 5 werden ausführliche Berechnungen bezüglich der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik angestellt. Dank der Formel für die Dichteverteilung ist es möglich, dass sich einstellende Dichteprofil in Abhängigkeit von der Geometrie sowie der angelegten Spannung zu berechnen. Dabei wurde herausgefunden, dass die Dichteprofile sehr flach entlang des Ringspalt verlaufen. Um zu untersuchen, warum dies so ist, wird im Folgenden die Dichtefunktion analysiert und bezüglich Ihrer Ergebnisse diskutiert. Nachfolgend ist die Dichtefunktion mit ihren visualisierten Komponenten gezeigt.

$$\rho_w(r) = \frac{m_w}{2\pi \int_{R_2}^{R_1} r \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)kT}\right) dr} \exp\left(\frac{\bar{p}U}{r \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)kT}\right) \quad (6-1)$$

Die sogenannte Dichtekorrektur ist in violett dargestellt. Wie bereits diskutiert, ist dieser Term geometriebedingt notwendig. Eine vorgegebene Masse an Wassermolekülen wird durch ein aus dem Integral resultierendes Skalar mit der Einheit Kubikmeter geteilt. Die Dichtekorrektur ist der Vorfaktor der Exponentialfunktion und hat damit keinen Einfluss auf den Verlauf der Funktion. Hier wird lediglich das Niveau der Funktion festgelegt. Die Dichtekorrektur stellt dabei den Wert der Funktion bei sehr hohen Radien dar. Bild 6-1 Bild 6-1: Dichtefunktion mit Dichtekorrektur zeigt die Annäherung der Funktion an die Dichtekorrektur.

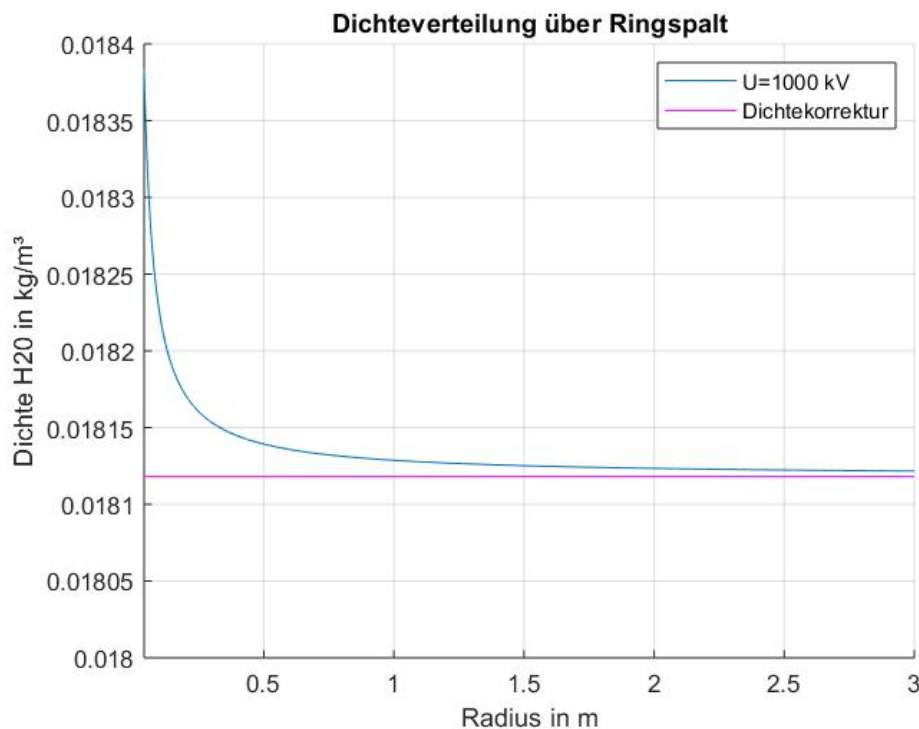


Bild 6-1: Dichtefunktion mit Dichtekorrektur

Da die Dichtekorrektur keinen Einfluss auf den Verlauf der Dichtefunktion hat, hat auch die Anzahl der Wassermoleküle im Rahmen dieser Funktion keinen Einfluss auf das Dichteprofil. Wie bereits festgestellt, ändert sich somit verständlicherweise der Abscheidegrad bei veränderten Randbedingungen nicht.

Einzig und allein das Externe Potential, oben in Rot dargestellt, hat einen Einfluss auf den Verlauf des Dichteprofiles. Dieses ergibt sich aus dem Produkt der elektrischen Feldstärke mit dem Dipolmoment. Das Dipolmoment von Wasser ist mit $6,152 \cdot 10^{-30}$ Coulomb Meter verhältnismäßig klein. Die angelegte Spannung U muss das kleine Dipolmoment kompensieren, denn ein sehr kleiner Wert im Exponenten der Exponentialfunktion lässt die Funktion gegen eins laufen.

Die Größenordnungen im Exponenten zeigen, dass der Geometriefaktor in der Formel für die elektrische Feldstärke keinen großen Einfluss hat. Aus diesem Grund hat sich der Abscheidegrad auch nach Variation der Kondensatorgeometrie bei den Berechnungen in Kapitel 5-2 kaum geändert. Wird der Quotient aus Dipolmoment und Boltzmann Konstante gebildet, muss die angelegte Spannung in der Größenordnung 10^7 sein, um den Verlauf der Funktion wesentlich beeinflussen zu können.

Leider ist in der Praxis die angelegte Spannung limitiert. Nicht nur die Ionisation der Luft verhindert ein Einsetzen höherer Spannung, auch praktisch sind solch hohen Spannung mit hohem Aufwand umzusetzen. Das Dipolmoment, und damit die Kraft, welche auf die Wassermoleküle wirkt, ist zu klein, um ausgeprägtere Dichteprofile erhalten zu können. Die mit der Änderung der Dichte bedingte Verringerung der mittleren freien Weglänge lässt die Wassermoleküle nicht ohne Hindernis in ein Volumen mit erhöhter Teilchenzahl diffundieren.

Die Simulation der Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel auf Basis der Elektrostatik hat gezeigt, dass eine Luftentfeuchtung mit dieser Methode nicht das nötige Potential besitzt, um die Luftfeuchtigkeit wesentlich reduzieren zu können. Selbst unter vielen Annahmen einer reibungsfreien isobaren Strömung und maximalen Größen des elektrischen Feldes, ist es nicht möglich die gewünschte Luftentfeuchtung zu erreichen. Die erzielte Luftentfeuchtung befindet sich im Bereich von Bruchteilen eines Prozentes.

Tropfenabscheidung: Durch die Kooperation mit dem IEH konnte der Inhomogenitätsgrad des elektrischen Feldes für zwei Geometrien ermittelt werden. Dieser wird mit Hilfe des Ausnutzungsfaktors nach Schwaiger bestimmt. Der Ausnutzungsfaktor ist von der Geometrie abhängig und ergibt sich aus dem Verhältnis der Feldstärke einer homogenen Anordnung und der tatsächlich auftretenden maximalen Feldstärke im inhomogenen elektrischen Feld einer, in diesem Fall, konzentrischen Anordnung [28]. Für beide Geometrien ergibt sich ein Inhomogenitätsgrad von etwa 0,35. Für Luft liegt die Grenze bei ungefähr 0,2. Ist der Wert wie in diesem Fall höher, handelt es sich um ein schwach inhomogenes Feld und es treten keine stabilen Vorentladungen auf, wodurch von quasi keinem erforderlichen Ladestrom ausgegangen werden kann [23].

Die Geometrieoptimierung in Matlab wurde für verschiedene Partikeldurchmesser durchgeführt (siehe Kapitel **Fehler! Verweisquelle konnte nicht gefunden werden.**). Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang: die optimale Geometrie, das heißt die Radien der Innen- und Außenelektrode, sind von dem Partikeldurchmesser unabhängig. Zum Beispiel ergibt sich für einen Partikeldurchmesser von $1 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ jeweils ein Innenradius von 0,19 m und ein Außenradius von 0,7 m. Die Abscheidestrecke unterscheidet sich jedoch deutlich um 1,23 m. Dies hat zur Folge, dass die Geometrie immer für den kleinsten abzuscheidenden Partikeldurchmesser optimiert werden muss.

ANSYS Fluent stellt ein breites Feld an Modellen zur Verfügung. Um ein Modell aufbauen zu können, müssen Annahmen getroffen werden, die wiederum Einfluss auf die Genauigkeit haben. Die Annahmen beziehen sich bei diesem Modell vor allem auf die Turbulenzmodellierung sowie auf das diskrete Phasenmodell und werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Für die Simulation größerer Partikel kann anstatt der Widerstandskraft nach Stokes-Cunningham auch das Modell von Morsi und Alexander für sphärische Teilchen berücksichtigt werden. Wird dieses Modell z.B. für $10\ \mu\text{m}$ große Tropfen verwendet, ist die Widerstandskraft etwas höher und dadurch auch die Abscheidestrecke minimal länger. Jedoch sollte für Tropfengrößen im Bereich $< 1\ \mu\text{m}$ weiterhin das Modell nach Stokes mit Cunningham-Korrektur verwendet werden.

Des Weiteren gibt es in ANSYS Fluent die Möglichkeit, eine instationäre Teilchenbewegung zu simulieren. Hierbei können sich Teilchen z. B. an der Innenelektrode sammeln und einen Wasserfilm bilden. Dieser Wasserfilm soll den Abtransport des Wassers bzw. der im Wasser gebundenen Partikel erleichtern, denn er steht weiterhin in Wechselwirkung mit der Luftströmung. Dies kann durch das Wandfilm-Modell in ANSYS Fluent bei einer transienten Simulation berücksichtigt werden. Aufgrund der Annahme eines linearen Geschwindigkeitsprofils ist das Modell für Filmdicken bis zu $500\ \mu\text{m}$ gültig. Besteht ein Flüssigkeitsfilm, werden die Tropfen beim Aufprall entweder eingefangen, komplett oder nur zum Teil reflektiert. Teile des Films können auch redispergieren [44]. Diese Effekte werden in dieser Studie nicht berücksichtigt, können aber einen Einfluss auf den Abtransport der Partikel haben.

Für die Abbildung der Turbulenz des Strömungsfeldes wurde das Reynolds-Stress Modell (7-Gleichungsmodell) verwendet. Dieses bietet sich für stark drall-behaftete Strömungen, wie beispielsweise der Simulation von Zyklonabscheidern an. Das in Kapitel 0 beschriebene SST $k-\omega$ Turbulenzmodell (2-Gleichungsmodell) könnte die Strömung gut auflösen und würde dafür weniger Rechenleistung in Anspruch nehmen. Der Unterschied der Geschwindigkeitsfelder ist im Anhang 10.4 zu sehen. Das Geschwindigkeitsprofil am Eingang ist unterschiedlich stark ausgeprägt und die Ablösungen am Eingang der Hülse unterscheiden sich. Die etwas stärkere Ablösung beim SST $k-\omega$ Turbulenzmodell an der Hülse kann dazu führen, dass die Tropfen durch die Wirbel nicht mehr in die Hülse gelangen und der Hauptströmung folgen. Die Hülse müsste somit größer dimensioniert werden, damit die Tropfen trotz den Ablösungen noch in die Hülse gelangen und dort abtransportiert werden können.

7 Zusammenfassung

Zur Evaluation des Potentials eines innovativen elektrostatischen Ansatzes zur gezielten Wasserablenkung soll eine Vorstudie durchgeführt werden. Speziell soll dieser Ansatz zur Anwendung für energieeffiziente Verfahren der Tropfenabscheidung (im Falle von flüssig vorliegendem Wasser) und für eine Luftentfeuchtung (bei vorliegendem Wasserdampf) untersucht werden.

Hierzu sollen geeignete Simulationsmodelle erarbeitet werden, die es erlauben, die Wirksamkeit des neuartigen Prinzips auf beide Anwendungen zu bewerten. Anhand von Enumerationen (Simulation jeder möglichen Variantenkombination) sollen die Geometrien und die Betriebsstrategie numerisch optimiert werden.

Tropfenabscheidung

Zunächst werden die strömungstechnischen Grundlagen von luftgetragenen Partikeln sowie die Grundlagen zur numerischen Strömungssimulation (CFD) von dispersen Phasen in einem Fluid beschrieben. Zusätzlich werden die elektrostatischen Phänomene vorgestellt.

Um die Bewegung der Tropfen im inhomogenen elektrischen Feld des Zylinderkondensators abbilden zu können, wird eine Bewegungsgleichung (nichtlineare DGL 2. Ordnung) aufgestellt und in Matlab mit dem ode45-Solver, der das Runge-Kutta-Verfahren anwendet, gelöst. Mit Hilfe dieser Gleichung lässt sich die Trajektorie eines Tropfens im Zylinderkondensator beschreiben.

Für eine Abschätzung der optimalen Geometrie des Zylinderkondensators wird das Matlab-Modell um die Berechnung des Druckabfalls erweitert. Die Enumeration der zu variierenden Radien und dem Luftvolumenstrom wird der Druckabfall berechnet. Mithilfe der Geometrieoptimierung lässt sich letztendlich bei gegebenem Außenradius und Volumenstrom der optimale Innenradius des Zylinderkondensators ermitteln.

Außerdem wird das Modell einer Kondensatorgeometrie mit einer Hülse für den Abtransport der Tropfen aufgebaut. Für die Einbindung der dielektrophoretischen Kraft wird eine benutzerdefinierte Funktion (UDF) geschrieben und im diskreten Phasenmodell implementiert. Die resultierenden Trajektorien der Tropfen in der Luftströmung können mit Hilfe des Matlab-Modells sehr gut abgebildet werden.

Daraus ergibt sich für weitere Untersuchungen ein enormer Vorteil. Beispielsweise kann ein CFD-Modell direkt mit einer optimalen Geometrie, d.h. minimalem Druckabfall aufgebaut und anschließend simuliert werden. Dasselbe gilt auch für einen Messaufbau zur Validierung der Simulationsergebnisse, denn die Abscheidestrecke ist durch das Lösen der Bewegungsgleichung bekannt und für die Kondensatorlänge maßgebend.

Für die Ermittlung des Energieeinsparpotentials wird als Referenz ein konventioneller Drall-Tropfenabscheider mit einem Druckabfall von 100 Pa, bei einem Grenzkorndurchmesser von $10 \mu\text{m}$ und einem Volumenstrom von $500 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$, gewählt. Mit diesen Randbedingungen ergibt sich ein Energieeinsparpotential von 80 %. Vernachlässigt werden hier die möglichen Vorentladungen des Zylinderkondensators durch Ionisation, da es sich um ein schwach inhomogenes Feld handelt. Somit handelt es sich um ein interessantes und vielversprechendes Verfahren mit hohem Energieeinsparpotential, welches durch unterschiedliche Aufbauten in vielen Bereichen eingesetzt werden kann.

Luftentfeuchtung

Der zweite Teil der Potentialstudie befasst sich mit theoretischen Untersuchungen des elektrostatischen Prinzips (Dielektrophorese) auf eine Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel. Es werden ausführlich in Frage kommende Geometrien vorgestellt und über deren Vor- und Nachteile diskutiert. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Zylindergeometrie eine vielversprechendste Anordnung darstellt. Diese Kondensatorgeometrie kommt bereits in anderen Forschungsarbeiten bezüglich der Dielektrophorese zum Einsatz. Auch eine mögliche Methode der Abscheidung wurde hinsichtlich ihres Einsatzes in einer RLT-Anlage diskutiert.

Die Simulation der Luftentfeuchtung wurde durch die Diskussion der auftretenden Kräfte auf Molekülebene ausführlich vorbereitet. Dabei zeigt sich, dass für eine Simulation der Dielektrophorese auf alle weiteren Kräfte verzichtet werden kann. Die Herleitung und Auswertung der Dichtefunktion mit wenigen Annahmen wie beispielsweise das Einsetzen des idealen Gasgesetzes machen diese Herangehensweise äußerst fundiert. Mit Hilfe dieser Formel ist es möglich, das ganze System in Abhängigkeit von dem externen Potential sowie dem Radius zu beschreiben.

Die Ergebnisse der Berechnungen haben gezeigt, dass die Kraft der Dielektrophorese nur sehr klein ist. Die Reduzierung der Luftfeuchtigkeit ohne Phasenwechsel liegt in einem Größenbereich, welcher eine Umsetzung in einem Experiment nicht zulässt. Dabei stellte sich heraus, dass die sinkende mittlere freie Weglänge eine höhere Abscheidung der Wassermoleküle verhindert.

Unabhängig von dem Problem des Gasverhaltens bei Kompressionen, gibt es auch konkrete limitierende Faktoren in der Umsetzung in einer RLT-Anlage. Das angelegte elektrische Feld beispielsweise darf weder zu stark sein, noch zu hohe Gradienten besitzen. Andersfalls drohen Elektronenüberschläge zwischen den Elektroden und stabile Teilentladungen. Weiter müsste angesichts der geringen Kraft eine absolut laminare Strömung vorausgesetzt werden, da jegliche Art der Turbulenz eine saubere Trennung der Zuluft in Bereiche höherer und niedrigerer Luftfeuchte verhindern würde.

Eine Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel unter den in dieser Arbeit getroffenen Geometrie und Abscheidevorrichtung würde in der Praxis nicht funktionieren. Selbst ausgeprägte Dichteprofile mit vielversprechenderer Reduzierung der Luftentfeuchtung würden aufgrund der vielen auftretenden Probleme wie der Teilentladungen sowie der Turbulenz schwierig umzusetzen sein.

Dennoch kann die Kraft der Dielektrophorese als verstärkendes Mittel in der konventionellen Luftentfeuchtung zum Einsatz kommen. Auch wären andere Trennprinzipien mit dem Einsatz von Membranen denkbar, welche eventuell die Probleme der Gasdynamik umgehen könnten. Es gilt in zukünftigen Arbeiten weiter Lösungsvorschläge zu erarbeiten und weitere Simulationen durchzuführen. Das Potential einer Luftentfeuchtung ohne Phasenwechsel hinsichtlich der einzusparenden Energiemenge ist sehr groß. Damit bleibt die Dielektrophorese von Wassermolekülen ein interessanter Ansatz, um das Problem des hohen Energieeinsatzes der Luftentfeuchtung anzugehen. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass dieser einfache Ansatz einer Nutzung dieser Kraft nicht funktioniert, jedoch wurden wichtige Erkenntnisse für weitere Arbeiten bezüglich dieses Themas herausgearbeitet.

8 Ausblick

Das elektrostatische Prinzip der Dielektrophorese wurde im Rahmen der Studie für die beiden Anwendungen - Tropfenabscheidung aus der Luft und der Luftentfeuchtung - untersucht. Aufbauend auf den Ergebnissen der Potentialstudie sind in den beiden Teilgebieten u.a. folgende Untersuchungsgegenstände detaillierter zu betrachten:

Tropfenabscheidung

Wie in der Diskussion bereits beschrieben wurde, müssen geeignete Annahmen für die Modellierung der Strömung, jedoch auch für das Diskrete Phasenmodell getroffen werden. Für zukünftige Simulationen ist es interessant, noch weitere Einstellungen, wie z.B. eine instationäre Partikelsimulation mit der Bildung eines Flüssigkeitsfilms oder die Verwendung eines anderen Turbulenzmodells für das Strömungsfeld, zu betrachten. Kollisionen der Teilchen untereinander wurden mit dem verwendeten Modell in ANSYS Fluent nicht berücksichtigt. Bei Luftströmungen mit hoher Partikelbeladung finden diese jedoch statt und können mit entsprechenden Modellen abgebildet werden. Letztendlich müssen die Modelle jedoch mit den Ergebnissen eines Messaufbaus verglichen und verifiziert werden.

Die Wirkung der Dielektrophorese auf Wassermoleküle kann auch in einem geschlossenen System stattfinden, welches nicht durchströmt wird. Hierzu sollen am IGTE weitere Anwendungsgebiete gefunden und Prozesse erarbeitet werden. Neben der Möglichkeit das Verfahren zur Tropfen- bzw. Partikelabscheidung aus Luftströmungen zu nutzen, werden unter anderem Ideen zur Trinkwassergewinnung oder zur Luftentfeuchtung weiterverfolgt.

Der Ansatz der dielektrophoretischen Kraftwirkung auf Wassermoleküle in inhomogenen Feldern ist nach den durchgeführten Simulationen zufolge sehr vielversprechend. Durch Messaufbauten und weitere Untersuchungen können die Simulationsergebnisse validiert und die Praxistauglichkeit getestet werden. Der Vergleich des Druckabfalls mit einem konventionellen Tropfenabscheider hat gezeigt, dass durch dieses Verfahren hohe Energiemengen eingespart werden können. Ebenso birgt die Anwendung des Abscheideverfahrens in nicht durchströmten Aufbauten großes Potential.

Luftentfeuchtung

Das Bestreben eines Gases, sich gänzlich im Raum ausbreiten zu wollen, verhindert bei der Luftentfeuchtung auf Basis der Dielektrophorese bessere Ergebnisse. Dennoch hat die Simulation dieser Arbeit gezeigt, dass die Kraft vorhanden ist und sich tatsächlich ein von dem elektrischen Feld abhängiges Dichteprofil einstellt.

Noch stärkere elektrische Felder würden den Effekt verstärken, jedoch ist man hier aufgrund der stabilen Teilentladungen und dem Ausnutzungsfaktor limitiert. Nach geeigneteren Geometrien der Kondensatoren zu suchen ergibt aus diesem Grund keinen Sinn. Um eine größere Luftentfeuchtung auf alleiniger Basis der Elektrostatik umsetzen zu können, muss versucht werden, die Gasdynamik zu umgehen. Der sich durch die Dielektrophorese aufbauende Diffusionsstrom muss aufrechterhalten werden. Dies kann über zwei mögliche Szenarien umgesetzt werden. Entweder wird der Partialdruck in Diffusionsstromrichtung reduziert, indem dort ein Phasenwechsel des Wassers erfolgt, oder der Strom kann durch eine Art Filter diffundieren. An ersterem wird momentan bereits geforscht. Die Kondensationsrate kann durch den Diffusionsstrom deutlich erhöht werden, was den Prozess der Kondensation des Wasserdampfes deutlich effizienter macht. An letzterem, nämlich die Wassermoleküle

9 References

- [1] Bakker, A. 2006. *Lecture 15 - Discrete Phase Modeling. Applied Computational Fluid Dynamics*. <http://www.bakker.org/dartmouth06/engs150/15-dpm.pdf>.
- [2] ANSYS Inc. *ANSYS Fluent Theory Guide. Release 19.2*.
- [3] Berberan-Santos, M. N., Bodunov, E. N., and Pogliani, L. 1997. On the barometric formula. S. 65. *American Journal of Physics*, 5, 404–412.
- [4] Böswirth, L., Ed. 2007. *Technische Strömungslehre*. Vieweg.
- [5] Chi Anh, H. 2004. *Modellierung der Partikelagglomeration im Rahmen des Euler/Lagrange-Verfahrens und Anwendung zur Berechnung der Staubabscheidung im Zyklon*. Dissertation, Martin-Luther Universität.
- [6] Crowe, C. T., Schwarzkopf, J. D., Sommerfeld, M., and Tsuji, Y. 2011. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC press.
- [7] Demtröder, W. 2013. *Experimentalphysik 2*. Springer-Verlag.
- [8] Dr.-Ing. Heidemann, W. 2018. *Berechnung von Wärmeübertragern*. Unveröffentlichtes Skript.
- [9] Dr.-Ing. Stergiaropoulos, K. 2018. *Heiz- und Raumluftechnik*. Unveröffentlichtes Skript, Universität Stuttgart.
- [10] Elsayed, K. and Lacor, C. 2010. *The effect of cyclone inlet dimensions on the flow pattern and performance*, Vrije Universiteit Brussel.
- [11] Frank W. 1975. *Berichte aus der Bauforschung - Raumklima und Thermische Behaglichkeit*.
- [12] Gregory, Clary, Liu, Brown, and Saykally. 1997. The Water Dipole Moment in Water Clusters. *Science (New York, N.Y.)* 275, 5301, 814–817.
- [13] Gross, J. 2009. A density functional theory for vapor-liquid interfaces using the PCP-SAFT equation of state. *The Journal of chemical physics* 131, 20, 204705.
- [14] Haller, Dr. Sinanis, Hamberger, Dr. Daumann. *Verbesserung der Energieeffizienz bei der Aerosolabscheidung. Abschlussbericht des FuE-Verbundvorhabens*.
- [15] Hilpert, J. 2018. *Multiphysikalische Strömungssimulation der Luftentfeuchtung auf Basis der Elektrostatik*. Studienarbeit, Universität Stuttgart.
- [16] Holzer, K., Ed. 1974. *Erfahrungen mit naßabscheidenden Entstaubern in der chemischen Industrie*.
- [17] Newton, I. 1726. *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. 3. Auflage, London.
- [18] Rösler, J. 2019. *Untersuchung verschiedener Verfahren der Partikelabscheidung anhand von CFD-Simulationen*. Studienarbeit, Universität Stuttgart.
- [19] Kittel, C. and Kroemer, H. 2013. *Thermodynamik*. S. 383 ff. Oldenbourg, München.
- [20] Klink, C., Planková, B., and Gross, J. 2015. Density Functional Theory for Liquid–Liquid Interfaces of Mixtures Using the Perturbed-Chain Polar Statistical Associating Fluid Theory Equation of State. *Ind. Eng. Chem. Res.* 54, 16, 4633–4642.

- [21] Körting, Hannover AG. *Umweltschutz mit Drall-Tropfenabscheider*. www.koerting.de. Accessed 18 May 2019.
- [22] Kraume, M., Ed. 2012. *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik. Grundlagen und apparative Umsetzungen*. Springer.
- [23] Küchler, A. 2017. *Hochspannungstechnik. Grundlagen, Technologie, Anwendungen*. Springer-Verlag.
- [24] *Lagrange-/ Euler-Darstellung*. <https://www.ingenieurkurse.de/stroemungslehre/kinematik-einer-stroemung/lagrange-euler-darstellung.html>. Accessed 28 April 2019.
- [25] Dumitran, L. M. 2017. *Experimental Study of Air Dehumidification in an Electrostatic Wire-Cylinder Condenser*. 10th INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON ADVANCED TOPICS IN ELECTRICAL ENGINEERING.
- [26] Laurien, E. und Oertel, H. 2017. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer.
- [27] Mietzsch GmbH. *Tropfenabscheider. Baureihe TRA 125*. <http://www.mietzsch.de/>. Accessed 18 May 2019.
- [28] Prof. Dr.-Ing. Hinrichsen. *Hochspannungstechnik*.
- [29] Pruppacher, H. R. and Klett, J. D. 2010. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library 18. Springer Science+Business Media B.V, Dordrecht.
- [30] Pscheidl, H. 1992. *Grundkurs allgemeine Chemie. Mit 45 Tabellen*. S. 243. Barth Ed. Dt. Verl. der Wiss, Leipzig.
- [31] Pscheidl, H. 1992. *Grundkurs allgemeine Chemie. Mit 45 Tabellen*. S. 241. Barth Ed. Dt. Verl. der Wiss, Leipzig.
- [32] Rehner, P. and Gross, J. 2018. Surface tension of droplets and Tolman lengths of real substances and mixtures from density functional theory. S. 148. *The Journal of chemical physics*, 16, 164703.
- [33] Roulet, B., Lederer, D., Guthmann, C., Diu, B., and Marschner, F. 1994. *Grundlagen der Statistischen Physik. Ein Lehrbuch mit Übungen*. S. 481 ff. De Gruyter, Berlin.
- [34] Roulet, B., Lederer, D., Guthmann, C., Diu, B., and Marschner, F. 1994. *Grundlagen der Statistischen Physik. Ein Lehrbuch mit Übungen*. S. 97 ff. De Gruyter, Berlin.
- [35] Schöffl, M. 2014. *Entwicklung eines CFD-Modells für die Simulation von Elektrofiltern für Biomasse-Feuerungsanlagen*.
- [36] Schwaiger, A. 1919. *Lehrbuch der elektrischen Festigkeit der Isoliermaterialien*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, s.l.
- [37] Stierle, R., Sauer, E., Eller, J., Theiss, M., Rehner, P., Ackermann, P., and Gross, J. Guide to efficient solution of PC-SAFT classical Density Functional Theory in various Coordinate Systems using fast Fourier and similar Transforms. *Fluid Phase Equilibria* 504, 112306. DOI=10.1016/j.fluid.2019.112306.
- [38] Tarpagkou, R. and Pantokratoras Asterios. 2012. *CFD methodology for sedimentation tanks: The effect of secondary phase on fluid phase using DPM coupled calculations*.

- [39] Tipler, P. and Mosca, G. 2015. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. Springer.
- [40] Tipler, P. A., Mosca, G., and Wagner, J. 2015. *Physik. Für Wissenschaftler und Ingenieure*. S.764 ff. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [41] Tipler, P. A., Mosca, G., and Wagner, J. 2015. *Physik. Für Wissenschaftler und Ingenieure*. S. 556. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- [42] U. M. B. Marconi and P. Tarazona. 1999/2000. Dynamic density functional theory of fluids. *The Journal of chemical physics; J. Phys.: Condens. Matter* 12, 110/A413 (1999/2000).
- [43] VDI-Richtlinien. 1999. *Massenkraftabscheider*, VDI 3676.
- [44] VDI-Richtlinien. 2010. *Nassabscheider, Tropfenabscheider*, VDI 3679.
- [45] VDI-Richtlinien. 2011. *Elektrofilter Prozessgas- und Abgasreinigung*, VDI 3678.
- [46] Verein Deutscher Ingenieure and VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen. 2013. *VDI-Wärmeatlas. Mit 320 Tabellen*. VDI-Buch. Springer Vieweg, Berlin.
- [47] *Verfahren und Vorrichtung zum Abscheiden von Partikeln aus einem Luftstrom*, P 57732 DE.
- [48] Vogt, N. 2009. *Numerische Simulation partikelbeladener Gasströmungen mit der Euler-Lagrange-Methode*.

10 Anhang

10.1 DPM – DEFINE Makros

Tabelle 10-1: DPM – DEFINE Makros

Function	DEFINE Macro	Dialog Box Activated In
particle state at boundaries	DEFINE_DPM_BC	boundary condition (for example, Velocity Inlet)
body forces on particles	DEFINE_DPM_BODY_FORCE	Discrete Phase Model
drag coefficients between particles and fluid	DEFINE_DPM_DRAG	Discrete Phase Model
erosion and accretion rates	DEFINE_DPM_EROSION	Discrete Phase Model
heat and mass transfer of multicomponent particles to the gas phase	DEFINE_DPM_HEAT_MASS	Set Injection Properties
initializes injections	DEFINE_DPM_INJECTION_INIT	Set Injection Properties
custom laws for particles	DEFINE_DPM_LAW	Custom Laws
modifies what is written to the sampling plane output	DEFINE_DPM_OUTPUT	Sample Trajectories
material properties	DEFINE_DPM_PROPERTY	Create/Edit Materials
updates scalar every time a particle position is updated	DEFINE_DPM_SCALAR_UPDATE	Discrete Phase Model
particle source terms	DEFINE_DPM_SOURCE	Discrete Phase Model
particle collisions algorithm	DEFINE_DPM_SPRAY_COLLIDE	Discrete Phase Model
changes the criteria for switching between laws	DEFINE_DPM_SWITCH	Custom Laws
time step control for DPM simulation	DEFINE_DPM_TIMESTEP	Discrete Phase Model
equilibrium vapor pressure of vaporizing components of multicomponent particles	DEFINE_DPM_VP_EQUILIB	Create/Edit Materials
particle impingement regime selection criteria	DEFINE_IMPINGEMENT	Discrete Phase Model
particle impingement regimes	DEFINE_FILM_REGIME	Discrete Phase Model
distribution of splashed particles	DEFINE_SPLASHING_DISTRIBUTION	Discrete Phase Model

10.2 UDF

```

/* UDF for computing water droplets in electric field */

#include "udf.h"

#define dm 8.6128e-30
#define k1 0.8755 /* k1 = ln(R2/R1) */
#define U 131320 /* U = Emax*(R1*k) */
#define M 0.01801528 /* Molmasse H2O [kg/mol] */
#define A 6.02214076e23 /* Avogadro-Konstante */
#define PI 3.14159265
#define rho 997 /* bei 20 Grad [kg/m^3] */

/*R1 = 0.05 m*/
/*R2 = 0.12 m*/

DEFINE_DPM_BODY_FORCE(particle_body_force, tp, i)
{
    double bforce,r,x,Fd,N;

    N = A*TP_MASS(tp)/M;

    /* Normieren des Vektors TP_POS(tp) */
    x = 1/(sqrt((TP_POS(tp)[1]*TP_POS(tp)[1])+(TP_POS(tp)[2]*TP_POS(tp)[2])));
    /* Partikelposition */
    r = sqrt((TP_POS(tp)[1]*TP_POS(tp)[1])+(TP_POS(tp)[2]*TP_POS(tp)[2]));
    /* Dielektrophoretische Kraft */
    Fd = dm*N*(U/(r*r*k1));
    /* Kraftkomponente in y- und z-Koordinatenrichtung */
    if (i==1 && TP_POS(tp)[0] < 0.4) bforce = -x*TP_POS(tp)[1]*Fd;
    else if (i==2 && TP_POS(tp)[0] < 0.4) bforce = -x*TP_POS(tp)[2]*Fd;

    else bforce = 0.0;
    /* Rückgabe einer Beschleunigung */
    return (bforce/TP_MASS(tp));
}

```

10.3 Geometrieermittlung für Simulation des Zylinderkondensators in ANSYS Fluent

Die folgenden Diagramme zeigen den Verlauf von Druckabfall und Abscheidestrecke aus der Optimierung in Matlab für eine Geschwindigkeit von $10 \frac{m}{s}$. Die Radien variieren zwischen 0,01m und 0,5 m.

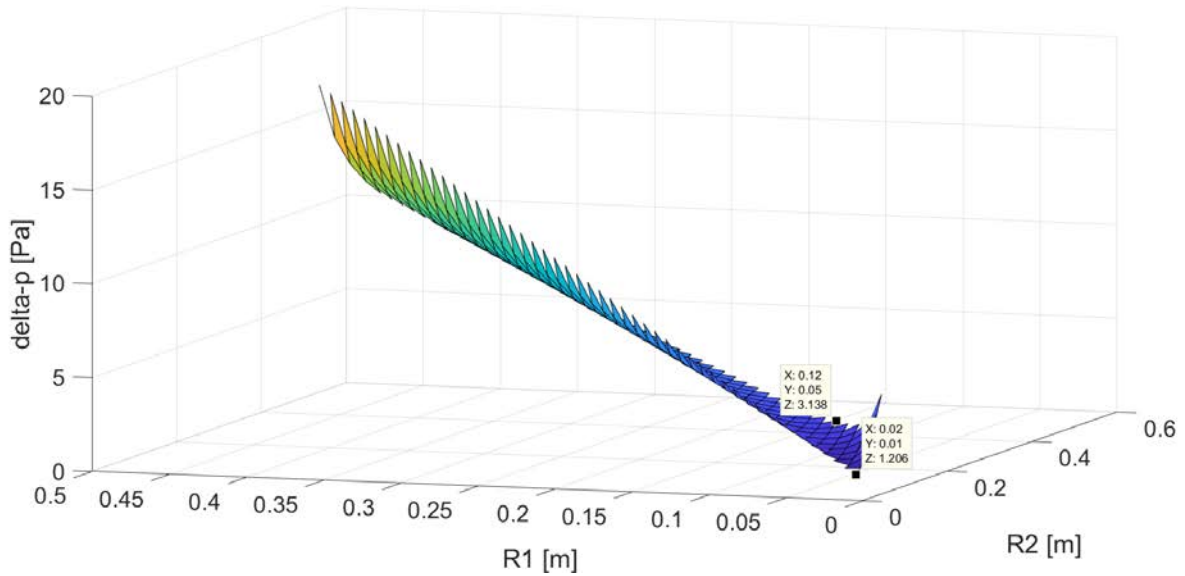


Bild 10-1: Druckabfall bei $v = 10 \text{ m/s}$

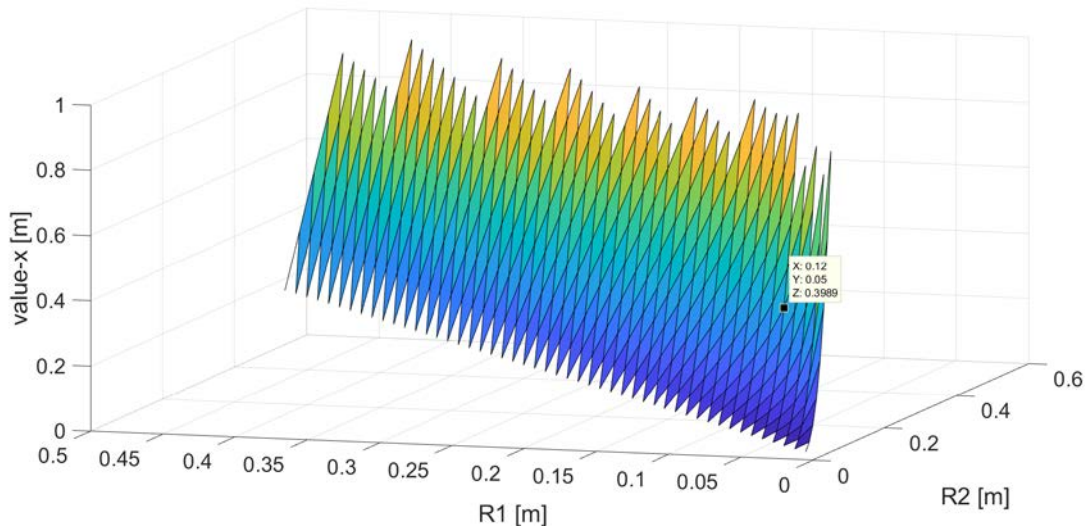


Bild 10-2: Abscheidestrecke Δx

10.4 Gegenüberstellung zweier Turbulenzmodelle in ANSYS Fluent

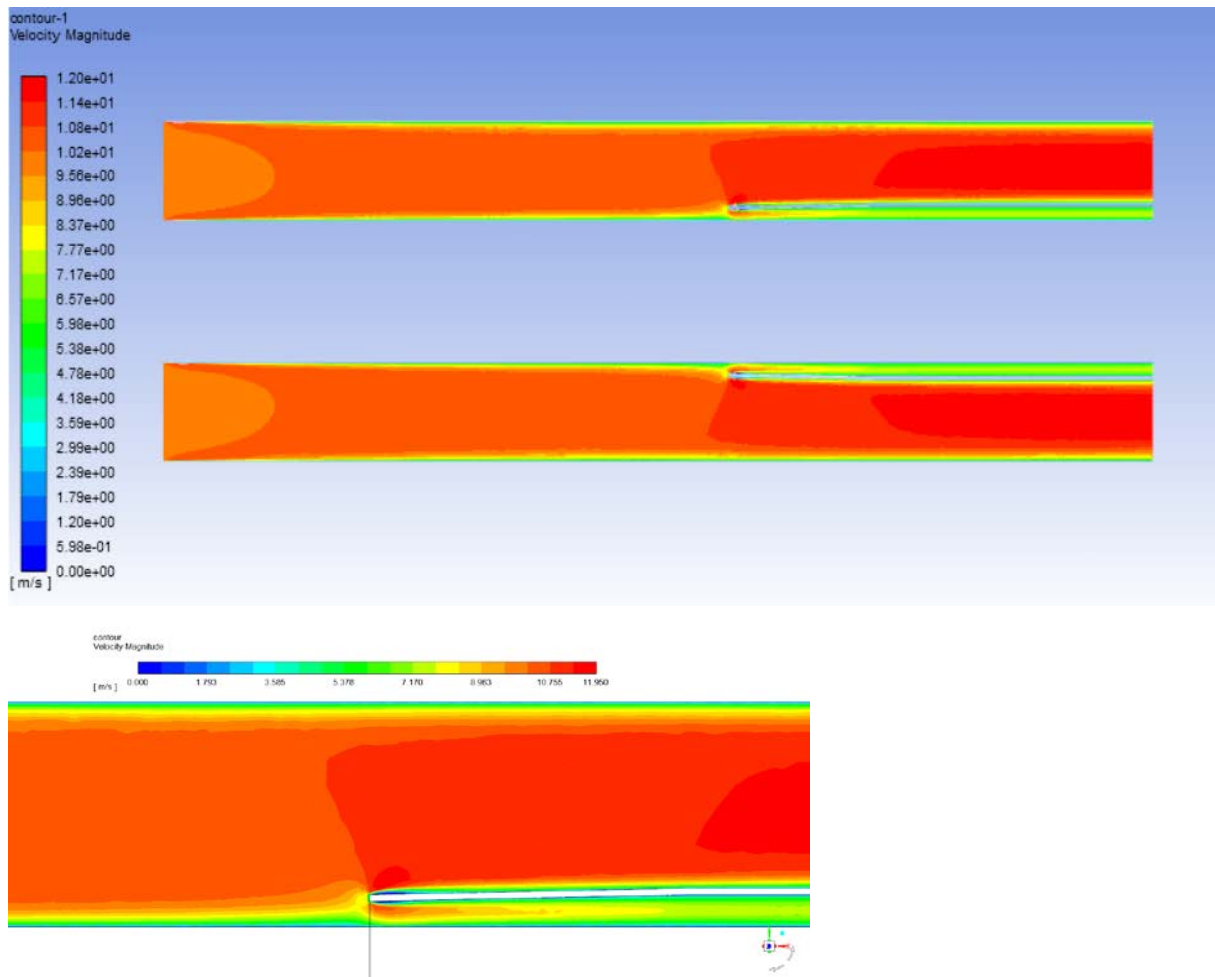


Bild 10-3: RSM - Turbulenzmodell

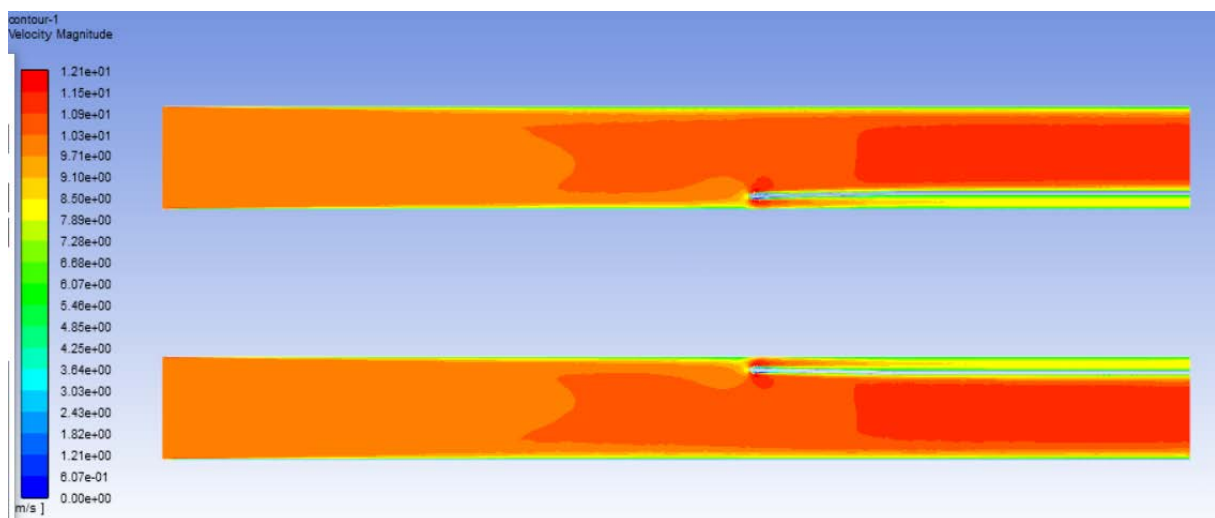


Bild 10-4: SST $k-\omega$ Turbulenzmodell