

# Modellierung und experimentelle Untersuchung der thermischen Abluftentfeuchtung multifunktionaler Brennstoffzellensysteme

Von der Fakultät für Maschinenbau  
der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg  
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs  
genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Felix Frederik Oehme

aus New Orleans

Hamburg 2015

1. Prüfer: Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac
2. Prüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Joos

Tag der mündlichen Prüfung: 23.02.2015

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermodynamik an der Helmut-Schmidt-Universität / Universität der Bundeswehr Hamburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac für die wissenschaftliche Betreuung und die Übernahme des Hauptreferats. Ferner möchte ich Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing Franz Joos für die Übernahme des Korreferats und Univ.-Prof. Dr.-Ing. Martin Meywerk für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission danken.

Meinen ehemaligen Kollegen Rainer Conrad, Michael Dragon, Sebastian Mock, Moritz Kessler und Arne Müller danke ich für die vertrauensvolle Arbeitsatmosphäre. Dies gilt insbesondere für meinen Bürokollegen Volker Grabenstein, auf den stets Verlass war, ob in thermodynamischen Diskussionen oder alltäglichen Sport- und Lebensfragen. Für die tatkräftige Unterstützung im Labor danke ich Martin Schütt und Michael Meschkat.

Des Weiteren möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des „Airbus-Brennstoffzellenprojekts“ für die gute Zusammenarbeit bedanken. Die hochschulübergreifende Kooperation unter der Leitung der Airbus Abteilung Integrated Fuel Cell Technology hat maßgeblich dazu beigetragen, sowohl theoretische als auch experimentelle Fragestellungen ausführlich zu untersuchen.

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne meine Familie und meine Freunde, die mir während der letzten fünf Jahre zur Seite standen. Ich danke euch allen von Herzen für eure Unterstützung. This is especially true for Courtney.

Hamburg, Mai 2015

Felix Oehme



## KURZFASSUNG

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer integralen Methode zur Berechnung von Entfeuchtungsprozessen von *feuchter Luft* durch Kühlung sowie die Validierung mit Versuchsergebnissen. Die modellbasierte Entwicklung auf Basis der physikalischen Modellierung eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems für Passagierflugzeuge erfordert eine solche Methode. Die Entfeuchtung der Brennstoffzellenabluft ist von besonderem Interesse, da diese sauerstoffabgereicherte Luft wenig Wasser enthalten darf, damit sie zum einen zur Inertisierung der Brennstofftanks eingesetzt werden und zum anderen ein möglichst großer Anteil des kondensierten Wassers dem Wassersystem des Flugzeugs in flüssiger Form zugeführt werden kann. Mit einem Zellenmodell konnte das thermische Verhalten von Wärmeübertragern mit Kreuzgegenstromführungen unter Berücksichtigung der Änderung der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität der *feuchten Luft* aufgrund der Kondensation des Wasserdampfanteils mit bis zu vier Durchgängen des Kühlmittels analysiert werden. Diese Ergebnisse dienen der Erstellung von Korrelationen zur Berechnung eines Korrekturfaktors zur Bestimmung der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz unter Entfeuchtungsbedingungen. Zudem wurde ein Versuchsstand in Betrieb genommen, der die Konditionierung der Umgebungsluft hinsichtlich der Wasserbeladung, der Temperatur und des Drucks entsprechend der Abluft eines Brennstoffzellensystems ermöglicht. Diese *feuchte Luft* wurde einem Rohrippenwärmeübertrager zugeführt, so dass durch Kühlung ein Teil des gasförmigen Wassers kondensiert, abgeschieden und gesammelt werden kann. Die Validierung mit unterschiedlichen Korrelationen und Parameter-einstellungen für die erstellten Modelle erfolgte mit eigenen Versuchsergebnissen und mit Literaturdaten. Die Verwendung dieser Literaturdaten in Verbindung mit der aus ihnen entwickelten Wärmeübergangskorrelation führt erwartungsgemäß zu den geringsten mittleren Abweichungen von 5% des übertragenen Wärmestroms unter Entfeuchtungsbedingungen. Durch die Anwendung einer Korrelation, die für trockene Oberflächen vorgesehen ist, können die Messwerte im Mittel mit einer Abweichung von 17% wiedergegeben werden. Diese Abweichung kann durch die Berücksichtigung einiger Effekte bei der Kondensatfilmbildung auf 10% verringert werden. Die Validierung mit eigenen Messwerten, die sich durch eine vergleichsweise hohe Wasserbeladung auszeichnen, erfordert die Verwendung von Korrelationen für benetzte Oberflächen und die Berücksichtigung der Kondensatfilmeffekte, um eine mittlere Abweichung von 10% zu erreichen. Ferner konnte eine automatisierte Auslegungsmethode für Rohrippenwärmeübertrager entwickelt und in die Modellbildung implementiert werden. Dadurch wird eine automatisierte Auslegung, Bewertung und damit übergeordnete Optimierung von multifunktionalen Brennstoffzellensystemen ermöglicht.

**Stichwörter:** Entfeuchtung, feuchte Luft, Gas-Dampf-Gemisch, Brennstoffzellensystem, PEM, Kondensation, Simscape



## **ABSTRACT**

The aim of the research is the development of an integral methodology to analyse dehumidification processes of moist air due to cooling as well as the validation. The model-based development of a multifunctional fuel cell system for a passenger aircraft, based on physical modelling, requires such a methodology. The dehumidification of the fuel cell exhaust air is of particular interest for two reasons. The first being the oxygen depleted air should hold a low water content to be used for the purpose of inerting the fuel tank and the second being the liquid water is required to supply the onboard water system.

Heat exchangers with cross-counterflow flow regimes of moist air with up to four passes of the coolant could be analysed with a cell model. This model takes into account the variation of the apparent specific heat capacity of moist air due to condensation of the gaseous water. Correlations have been developed to determine a correction factor for the logarithmic mean temperature difference under dehumidifying conditions. Furthermore an experimental apparatus was commissioned for conditioning the water ratio, the temperature and the pressure of ambient air respectively to the exhaust air of a fuel cell. This moist air was fed to a plain fin-and-tube heat exchanger. Partial condensation of the gaseous water occurs due to cooling. The liquid water was separated and collected. The experimental data and further published data have been used for model validation using different correlations and parameter settings.

The usage of published data for heat transfer under dehumidifying conditions and a correlation which is based on this specific data results to very little mean deviations of 5% as expected. The application of a correlation for dry surfaces leads to a deviation of 17%. It can be reduced to 10% if condensate film effects are taken into account. Comparisons to experimental data with comparatively high water ratios result to a mean deviation of 10% if a heat transfer correlation for wet surface is applied and condensate film effects are taken into account. Moreover an automated design method has been developed for plain fin-and-tube heat exchangers. It has been implemented into the modelling process. Thus an automated design, evaluation and optimisation for a multifunctional fuel cell system becomes a reality.

**Keywords:** dehumidification, moist air, gas-steam-mixture, fuel cell system, PEM, condensation, Simscape





# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>ix</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Feuchte Luft als Gas-Dampf-Gemisch . . . . .	6
2.2 Energietransport in Wärmeübertragern . . . . .	9
2.3 Thermische Luftentfeuchtung . . . . .	13
2.4 Energiewandlung in PEM-Brennstoffzellen . . . . .	16
<b>3 Stand der Technik</b>	<b>27</b>
3.1 PEM-Brennstoffzellensysteme in der Luftfahrt . . . . .	27
3.2 Experimentelle Arbeiten zur Kühlung feuchter Luft . . . . .	31
3.3 Korrelationen für Rohrrippenwärmeübertrager . . . . .	32
3.3.1 Wärmeübergang . . . . .	33
3.3.2 Druckverlust . . . . .	37
3.4 Berechnungsmethoden für Kühlungsvorgänge von feuchter Luft . . . . .	40
<b>4 Modellbildung</b>	<b>49</b>
4.1 Scheinbare spezifische Wärmekapazität von feuchter Luft . . . . .	50
4.2 Zellenmodell . . . . .	53
4.2.1 Methode . . . . .	53
4.2.2 Korrelationen . . . . .	58
4.3 Physikalische Modelle . . . . .	61
4.3.1 Verhaltensmodell . . . . .	63
4.3.2 Geometrisches Modell . . . . .	63
<b>5 Experimentelle Arbeiten und Validierung</b>	<b>77</b>
5.1 Versuchsaufbau . . . . .	77
5.2 Versuchsergebnisse . . . . .	80
5.3 Unsicherheitsanalyse . . . . .	84
5.4 Validierung . . . . .	86
5.4.1 Trockene Oberfläche . . . . .	86
5.4.2 Filmkondensation . . . . .	90
5.4.3 Diskussion der Validierungsergebnisse . . . . .	94

<b>6 Auslegungsmethode und Berechnungen</b>	<b>97</b>
6.1 Vergleich der Berechnungsmethoden . . . . .	97
6.2 Auslegungsmethode . . . . .	100
6.3 Dynamische Simulation . . . . .	104
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>109</b>
<b>8 Anhang</b>	<b>111</b>
8.1 Berechnungen: Unsicherheitsanalyse . . . . .	111
8.2 Berechnungen: Reaktionsenthalpien und Reaktionsentropien . . .	113
8.3 Schnittstellendefinition und geometrische Parameter . . . . .	114
8.4 Stoffdaten . . . . .	117
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

$A$	Fläche, $m^2$
$A^0$	freie Durchströmfläche eines Wärmeübertragers, $m^2$
$b$	linearisierte Steigung der spezifischen Enthalpie gesättigter feuchter Luft, $J/(kg\ K)$
$B$	Betriebspunkt, m
$C$	Verhältnis der Wärmekapazitätsströme
$c$	mittlere spezifische Wärmekapazität, $J/(kg\ K)$
$d$	Durchmesser, m
$E$	Energie, J
$F$	Korrekturfaktor
$f$	Druckverlustbeiwert nach Fanning
$\Delta^{RG}$	molare freie Reaktionsenthalpie, $J/mol$
$H$	Höhe, m
$H$	Enthalpie, J
$H_R^{\parallel}$	mittlere, effektive, vertikale Rippenhöhe, m
$h$	spezifische Enthalpie, $J/kg$
$\tilde{h}$	molare Enthalpie, $J/mol$
$I$	elektrischer Strom, A
$i$	elektrische Stromdichte, $A/m^2$
$j$	Colburn-Faktor
$k$	mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient, $W/(m^2\ K)$
$L$	Länge, m
$Le$	Lewis-Zahl
$m$	Masse, kg
$\dot{m}$	Massenstrom, $kg/s$
$N$	Anzahl
$Nu$	Nusselt-Zahl
$n$	Stoffmenge, mol
$\dot{n}$	Stoffmengenstrom, $mol/s$
$P$	Leistung, W
$p$	Druck, Pa
$Pr$	Prandtl-Zahl
$R_j$	spezielle Gaskonstante für Stoff j, $J/(kg\ K)$
$r$	spezifischer elektrischer Widerstand, $\Omega\ m$
$Ra$	Rayleigh-Zahl

$Re$	Reynolds-Zahl
$\dot{S}$	Entropiestrom, J/(K s)
$St$	Stanton-Zahl
$s$	spezifische Entropie in J/(kg K)
$\tilde{s}$	molare Entropie, J/(mol K)
$T$	Temperatur, K
$t$	Zeit, s
$\dot{Q}$	Wärmestrom, W
$\dot{q}$	Wärmestromdichte, W/m <sup>2</sup>
$U$	Wärmedurchgangskoeffizient für Enthalpiemethode, W/m <sup>2</sup> J/kg
$U$	elektrische Spannung, V
$U$	innere Energie, J
$u$	spezifische innere Energie, J/kg
$V$	Volumen, m <sup>3</sup>
$V$	Versatz, m
$\dot{V}$	Volumenstrom, m <sup>3</sup> /s
$v$	spezifisches Volumen, m <sup>3</sup> /kg
$\dot{W}$	Wärmekapazitätsstrom, W/K
$w$	Geschwindigkeit, m/s
$X$	Wasserbeladung
$x$	Stoffmengenanteil
$z$	dimensionslose Ortskoordinate

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	mittlerer Wärmeübergangskoeffizient, W/(m <sup>2</sup> K)
$\alpha$	kathodischer Durchtrittsfaktor
$\beta$	Stoffübergangskoeffizient, m/s
$\chi$	Wassergehalt der Membran
$\Delta$	Differenz
$\delta$	Wandstärke, m
$\varepsilon_j$	dimensionslose Temperaturdifferenz des Stoffstroms j
$\varepsilon$	Effektivität des Wärmeübertragers
$\Phi$	Hilfsvariable, Koeffizient
$\phi$	Kondensathaltewinkel, rad
$\varphi$	relative Feuchte
$\eta$	dynamische Viskosität, kg/(m s)
$\eta_A$	Oberflächenwirkungsgrad
$\eta_{BZ}$	Brennstoffzellenwirkungsgrad
$\eta_{BZS}$	Brennstoffzellensystemwirkungsgrad
$\eta_I$	Stromwirkungsgrad
$\eta_R$	Rippenwirkungsgrad

---

$\eta_{th}$	thermodynamischer Wirkungsgrad
$\eta_U$	Spannungswirkungsgrad
$\iota$	Ausdehnungskoeffizient, 1/K
$\lambda_j$	mittlere thermische Leitfähigkeit, W/(m K)
$\lambda$	Brennstoffzellenstöchiometrie
$\mu$	chemisches Potential, J/mol
$\nu$	stöchiometrische Zahl
$\theta$	Faktor zu Berechnung der mittleren Temperatur von <i>feuchter Luft</i>
$\rho$	Dichte, kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Standardabweichung
$\bar{\sigma}$	Standardabweichung des Mittelwerts
$\sigma_{kond}$	Oberflächenspannung des Kondensats, N/m
$\bar{\Xi}$	dimensionslose Wasserbeladung
$\xi$	Massenanteil
$\psi$	Flächenverhältnis
$\zeta$	Widerstandsbeiwert

## Indizes

0	Bezugszustand
1	Außenseite
2	Innenseite
a	außen
Ant	Antoine-Gleichung
akt	Aktivierung
B	Bogen
Bl	Durchflussblendenmessung
BZ	Brennstoffzelle
Film	Kondensationsfilm
f	hochgestellt: Bildung
fe	feucht
feL	feuchte Luft
fl	hochgestellt: flüssig
D	Durchgang
el	elektrisch
fktv	fiktiv
G	hochgestellt: Grenze zwischen trockener und benetzter Fläche
g	hochgestellt: gasförmig
GGs	Gegenstrom
ges	gesamt
H <sub>2</sub>	Wasserstoff
H <sub>2</sub> O	Wasser

h	hydraulisch
I	Interface (Filmoberfläche)
i	innen, Index
ist	Ist-Wert
ini	initial
irr	irreversibel
j	Stoff j
kon	Konzentration
kond	Kondensat
korr	korrigiert
loc	lokal
M	Messung
Mem	Membran
m	mittel
max	maximal
min	minimal
N <sub>2</sub>	Stickstoff
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
ohm	ohmscher Widerstand
P	hochgestellt: Projektion
p	isobar
R	Rippen
Rohr	Rohre
r	Rohrreihe
rev	reversibel
S	Sättigungszustand von feuchter Luft
sim	Simulation, Berechnung
soll	Soll-Wert
tr	trocken
trL	trockene Luft
TP	Tripelpunkt von Wasser
VZ	Verzögerung
um	unterer molarer Heizwert
W	Wand
Welle	gewellte Rippe
Z	Zellen
$\tau$	Taupunkt
'	hochgestellt: Einlass
''	hochgestellt: Auslass
*	hochgestellt: Auf trockene Luft bezogen
•	hochgestellt: Unter Berücksichtigung der Ackmernannkorrektur
+	hochgestellt: Unter Berücksichtigung von partieller Kondensation

- 
- =       hochgestellt: In Luftstromrichtung  
⊥       hochgestellt: Quer zur Luftstromrichtung

### **Konstanten**

- $F$        Faraday-Konstante, 96485,3 A s/mol  
 $g$        Erdbeschleunigung, 9,81 m/s<sup>2</sup>  
 $\Delta h_0^v$    spezifische Verdampfungsenthalpie von Wasser bei  $T_{TP}$ , 2000,9 kJ/kg  
 $R_m$      universelle molare Gaskonstante, 8,314 J/(mol K)

### **Abkürzungen**

- ACARE   Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe  
APU      Auxiliary Power Unit  
ARI      Air-Conditioning & Refrigerating Institute  
ASHRAE  American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers  
ATRA    Advanced Technology Research Aircraft  
CFD     Computational Fluid Dynamics  
DLR     Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt  
EES     Engineering Equation Solver  
GGS     Reine Gegenstromführung  
IPCC    Intergovernmental Panel of Climate Change  
ODA     Oxygen depleted air  
PEM     Polymerelektrolytmembran  
RAT     Ram air turbine





# 1 Einleitung

Die Einführung der physikalischen Modellierung in den Entwicklungsprozess eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems und die damit einhergehende automatisierte Auslegung und Simulation von Betriebszyklen unterschiedlicher Systemarchitekturen erfordern eine integrale Berechnungsmethode für die Kühlung von *feuchter Luft* mit hohen Wasserbeladungen, wie sie am Kathodenauslass eines **Polymerelektrolytmembran-Brennstoffzellenstapels** vorliegen. Das Konzept eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems als Ersatz für das Hilfstriebwerk wurde von Airbus mit dem Ziel entwickelt, für zukünftige Flugzeuggenerationen eine Reduzierung der Schall- und Kohlendioxidemissionen durch die Hilfsenergieversorgung zu erreichen.

Der multifunktionale Ansatz sieht neben der Bereitstellung von elektrischer Leistung eine Nutzung des Produktwassers und der Brennstoffzellenabluft für die Inertisierung der Kraftstofftanks während des Fluges vor. Da das Produktwasser zu einem großen Anteil gasförmig im Brennstoffzellenabgas vorliegt, ist eine thermische Entfeuchtung notwendig, um das Wasser zu kondensieren und in flüssiger Form dem Frischwassersystem des Flugzeuges zuführen zu können. Ferner darf die sauerstoffabgereicherte Luft nur eine sehr geringe Wasserbeladung aufweisen, um den Wasseranteil im Kerosin unterhalb des zulässigen Grenzwertes zu halten. Diese neue Technologie wirft einige Fragen zur elektrischen Integration, zur Regelung, zur Wasserstoffversorgung und zur Kühlung auf. Denn obwohl eine Brennstoffzelle einen höheren Wirkungsgrad als eine Gasturbine aufweist, reicht für die angewendeten Leistungsklassen der Transport der Abwärme über die Oberfläche oder durch das Abgas nicht aus bzw. ist aufgrund der besonderen Anforderung im Flugzeug nicht sinnvoll. Hinsichtlich der thermischen Abluftentfeuchtung ist die Berücksichtigung des vom Brennstoffzellenbetrieb abhängigen Sauerstoffanteils und die Berechnung des Kühlungsprozesses für unterschiedliche Strömungsführungen im Wärmeübertrager von besonderem Interesse und bisher in der Literatur nicht beschrieben.

Fraglich ist, ob für die Kühlung von *feuchter Luft* mit hohen Wasserbeladungen unter Entfeuchtungsbedingungen, die Anwendung von luftseitigen Wärmeübergangskorrelationen, deren Anwendung eigentlich für trockene Oberflächen bestimmt ist, ein sinnvolles Ergebnis erzielt werden kann. Denn zum einen sind die Korrelationen für trockene Oberflächen sehr viel häufiger in der Literatur beschrieben und zum anderen sind die wenigen Korrelationen, die den Wärmeübergang an benetzten Oberflächen beschreiben, hinsichtlich ihres Gültigkeitsbereichs stark limitiert. Die in der Literatur beschriebenen integralen

Methoden zur Berechnung der Kühlung von gesättigter *feuchten Luft* basieren auf der logarithmischen Enthalpiedifferenz und legen ihren Fokus auf die Berechnung von mittleren Wärmeübergangskoeffizienten auf der Grundlage gemessener Fluidzustände am jeweiligen Ein- und Austritt. Die Berechnung der Zustände am Austritt unter Verwendung von geometrischen Parametern ist mit diesen Methoden nur sehr aufwendig und automatisiert oft nicht möglich.

Die Entwicklung einer integralen Berechnungsmethode zur Kühlung *feuchter Luft* mit unterschiedlichen Sauerstoffanteilen für reine Gegenstrom- und einige Kreuzstromführungen ist Inhalt dieser Arbeit. Der Fokus liegt auf der akausalen Berechnung und der Validierung mit eigenen Messergebnissen und Literaturdaten. Während die maximale Temperatur und Wasserbeladung in der gesichteten Literatur von *feuchter Luft* bei Rausch et al. [61] 318,15 K und 20,1 g/kg bei 2,5 bar an einer ebenen Wand beträgt, haben Wang et al. [87] Rohrrippenwärmeübertrager mit Einlasstemperaturen der *feuchten Luft* mit 300,15 K und 21 g/kg bei 1 bar beaufschlagt. Im Rahmen dieser Arbeit konnten Messungen bis zu einer maximalen Eintrittstemperatur auf der Luftseite von 321,6 K mit einer maximalen Wasserbeladung von 70,4 g/kg bei 1 bar an einem Rohrrippenwärmeübertrager durchgeführt werden.

Im nachfolgenden Kapitel 2 werden die mit dem Begriff *feuchter Luft* verbundenen Annahmen und Konventionen erklärt und die daraus folgenden Berechnungsmethoden und Definitionen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Zustandsgrößen aufgeführt. Zudem werden die Grundlagen zur Wärmeübertragung eingeführt und auf einen Wärmeübertrager angewendet. Außerdem wird auf die Energiewandlung beim Betrieb von PEM-Brennstoffzellen eingegangen. Neben den Grundlagen zur Berechnung des elektrischen Stroms und der elektrischen Spannung für den stationären Betrieb werden wichtige Wirkungsgraddefinitionen angegeben.

Im Kapitel 3 wird der Stand der Technik hinsichtlich der Anwendung von PEM-Brennstoffzellen in der Luftfahrt beschrieben. Ferner wird ein Überblick zu experimentellen Arbeiten mit *feuchter Luft* unter Entfeuchtungsbedingungen gegeben. Diese experimentellen Arbeiten stellen typischerweise die Grundlage für empirische Korrelationen dar, von denen in diesem Kapitel diejenigen angeführt werden, die für die Modellbildung verwendet worden sind. Dies schließt auch Korrelationen für trockene Oberflächen und Rohrrinnenströmungen ein. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden unterschiedliche Methoden zur Berechnung von Entfeuchtungsvorgängen in Wärmeübertragern in einer einheitlichen Nomenklatur gegenübergestellt.

Im Kapitel 4 wird die scheinbare spezifische Wärmekapazität von *feuchter Luft* eingeführt und im Zellenmodell angewendet. Die daraus bestimmten Korrelationen werden aufgeführt und in den physikalischen Modellen implementiert. Die detaillierte Beschreibung der Modellbildung ist ein wesentlicher Teil dieses Kapi-

---

tels. Die an der der Helmut-Schmidt-Universität durchgeführten experimentellen Arbeiten werden in Kapitel 5 dokumentiert. Neben dem Versuchsaufbau und den Versuchsergebnissen mit einer Unsicherheitsanalyse ist auch die Validierung der Modelle ein Teil in diesem Kapitel.

Im Kapitel 6 werden zunächst die in Kapitel 3 aufgeführten Berechnungsmethoden hinsichtlich der Ergebnisse und Robustheit verglichen. Ferner wird eine automatisierte Auslegungsmethode am Beispiel eines Rohrrippenwärmeübertragers vorgestellt. Diese Auslegungsrechnung stellt die Verbindung zu einer übergeordneten Optimierungsstrategie dar. Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse einer dynamischen Simulation mit einem Parametersatz aus einer beispielhaften Auslegungsrechnung für einen Rohrrippenwärmeübertrager unter Entfeuchtungsbedingungen diskutiert.

Die Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse erfolgt in Kapitel 7 nicht ohne einen Ausblick zu geben und weitere interessante Ansätze für zukünftige Forschungsarbeiten zu nennen.



## 2 Grundlagen

In den folgenden drei Abschnitten wird ein Einblick in die Grundbegriffe der *feuchten Luft*, der Wärmeübertragung in Wärmeübertragern und der Energiewandlung mit einer PEM-Brennstoffzelle gegeben. Grundlage der folgenden Betrachtungen ist, dass diese Systeme in weitere räumlich begrenzte Systeme aufgeteilt werden können. Es unterliegt somit dem Menschen Systeme abzugrenzen und dies sinnvoll zu tun, wenn damit eine Zweckmäßigkeit erreicht werden soll. Cellier [10] kennzeichnet ein System dadurch, dass wir sagen können, was zu dem System dazu gehört und was nicht, sowie durch die Tatsache, dass wir angeben können, wie es mit seiner Umgebung interagiert. In Anlehnung an Cellier kann ein Modell als ein System beschrieben werden, das bei gleichzeitiger Einschränkung seiner Gültigkeit um die, für die Fragestellung unrelevanten Eigenschaften vereinfacht worden ist. Baehr und Kabelac [6] schränken diese Aussage hinsichtlich der klassischen Thermodynamik weiter ein, indem sie das System darüber hinaus als einen „Träger von Variablen oder physikalischen Größen, die seine Eigenschaft kennzeichnen“ beschreiben.

Feste Werte dieser Variablen und Größen definieren einen Zustand des Systems, was zu der Bezeichnung Zustandsgrößen führt. Eine weitere Grundlage der folgenden Betrachtungen ist, dass jedes System eine Zustandsgröße besitzt, die innere Energie heißt. Die innere Energie, die aufgrund einer Temperaturdifferenz von dem System mit der höheren auf das System mit der niedrigeren Temperatur übergeht, wird als Wärme bezeichnet. Der Vorgang selbst wird nach [6] als Ausgleichsprozess bzw. irreversibler Prozess beschrieben und tritt immer dann auf, wenn ein System sich in einem Nichtgleichgewichtszustand befindet. Der angestrebte Gleichgewichtszustand wird für ein nichtabgeschlossenes System durch die Minimierung der freien Enthalpie und für abgeschlossene Systeme durch die Maximierung der Entropie beschrieben. Nach Baehr und Stephan [5] wird zwischen drei Formen der Wärmeübertragung unterschieden: Wärmeleitung, konvektiver Wärmeübergang und Wärmestrahlung.

Da Wärmeübertrager und Brennstoffzellen einen Stofftransport über die Systemgrenze für ihren Betrieb erfordern, können diese Komponenten als offene Systeme beschrieben werden. Sind die Stoffströme zeitlich unabhängig und die Bilanzgrenzen ortsfest, so wird der Prozess als stationärer Fließprozess bezeichnet. Die fluiden Teilsysteme des Wärmeübertragers werden als Phasen beschrieben, deren Zustandsgrößen durch eine mehr oder weniger umfangreiche Mittelwertbildung berechnet werden. Die Modellvorstellung, dass ein Fluid seinen Zustand ändert und trotzdem Gleichgewichtsbedingungen angenommen werden können,

also das Ungleichgewicht zur Initiierung der Zustandsänderung hinreichend klein ist, wird als quasistationäre Zustandsänderung bezeichnet. Diese weitverbreitete Modellvorstellung findet auch in dieser Arbeit Anwendung. Sie schließt nicht aus, dass einzelne Phänomene, wie zum Teil die thermische Speicherfähigkeit (thermische Trägheit) dynamisch berechnet werden, wodurch der Zustand des Systems auch von der Zeit abhängig ist.

## 2.1 Feuchte Luft als Gas-Dampf-Gemisch

In der technischen Thermodynamik werden dem Gas-Dampf-Gemisch *feuchte Luft* bestimmte Eigenschaften zugeschrieben, die aus einer Reihe von Vereinfachungen und Annahmen hervorgehen. Im Folgenden wird das Gas-Dampf-Gemisch als ein ideales Gemisch aus den nichtkondensierbaren Komponenten Sauerstoff und Stickstoff und der kondensierbaren Komponente Wasser betrachtet. Der Stickstoff- und der Sauerstoffanteil werden dabei zu dem idealen Pseudogas *trockene Luft* zusammengefasst. Ihre Zusammensetzung wird in dieser Arbeit jedoch als variabel angesehen. Während sich der Sauerstoffanteil durch die chemische Reaktion im Brennstoffzellenstack verändert, bleibt dieser im nachgeschalteten Wärmeübertrager konstant. Die relative Feuchte  $\varphi$  der *feuchten Luft* wird durch das Verhältnis vom Partialdruck  $p_{\text{H}_2\text{O}}$  zum Sättigungsdruck  $p_{\text{S}}$  berechnet

$$\varphi = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{S}}(T)}. \quad (2.1)$$

Die Temperatur  $T$  bei der der Partialdruck des Wasserdampfs dem Sättigungsdruck entspricht, wird als Taupunkt- bzw. Sättigungstemperatur bezeichnet. Liegt in einem System mit feuchter Luft Taupunkttemperatur vor, würde eine isobare Absenkung der Temperatur oder eine isotherme Erhöhung des Drucks zur Kondensation eines Wasserdampfanteils führen. Die Dampfdruckkurve von Wasser  $p_{\text{S}}(T)$  wird in dieser Arbeit vereinfacht mit der von Antoine 1888 veröffentlichten und in [6] angegebenen Gleichung

$$p_{\text{S}}(T) = \frac{p_0}{D} 10^{\left(A - \frac{B}{C + (T - T_{\text{TP}})}\right)} \quad (2.2)$$

mit  $A = 8,07 \text{ 1/K}$ ,  $B = 1730,63$ ,  $C = 233,43 \text{ K}$  und  $D = 750,06$  und dem Bezugsdruck  $p_0 = 1 \text{ bar}$  bestimmt. Dieser Ansatz gibt die Dampfdruckkurve von Wasser in dem Bereich von  $274,15 \text{ K}$  bis  $373,15 \text{ K}$  nach Baehr und Stephan [5] „hinreichend“ genau wieder. Ferner wird für einen weiteren Bereich die Wagner-Gleichung nach Pruss und Wagner [59]

$$p_{\text{S}}(T) = p_{\text{krit}} \exp\left(\frac{T_{\text{krit}}}{T} \sum_{i=1}^6 a_i \left(1 - \frac{T}{T_{\text{krit}}}\right)^{n_i}\right) \quad (2.3)$$

mit der kritischen Temperatur  $T_{\text{krit}} = 647,096 \text{ K}$ , dem kritischen Druck

$p_{\text{krit}} = 22,064 \cdot 10^6$  Pa und den Koeffizienten aus Tab. 2.1 zur Berechnung der Dampfdruckkurve von Wasser ausgewertet.

**Tab. 2.1:** Koeffizienten zur Berechnung der Dampfdruckkurve mit Gl. (2.3)

$a_1 = -7,85951783$	$a_2 = 1,84440826$	$n_1 = 1,0$	$n_2 = 1,5$
$a_3 = -11,7866497$	$a_4 = 22,6807411$	$n_3 = 3,0$	$n_4 = 3,5$
$a_5 = -15,9618719$	$a_6 = 1,80122502$	$n_5 = 4,0$	$n_6 = 7,5$

Durch die strikte Trennung in kondensierbare und nicht kondensierbare Komponenten der *feuchten Luft* ist es sinnvoll die Zustandsgrößen auf die Masse der trockenen Luft zu beziehen, da sie bei der Kondensation konstant bleibt. Die Lösung der nicht kondensierbaren Komponenten im Kondensat wird für die *feuchte Luft* vernachlässigt. Die Löslichkeit von Stickstoff in Wasser beträgt bei 20 °C und 1 bar etwa 20 g/l. Das Verhältnis der Masse des Wassers  $m_{\text{H}_2\text{O}}$  zur Masse der trockenen Luft  $m_{\text{trL}}$  bzw. des Wassermassenstroms  $\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$  und des Massenstroms der trockenen Luft  $\dot{m}_{\text{trL}}$  definiert die Wasserbeladung  $X$  gemäß

$$X := \frac{m_{\text{H}_2\text{O}}}{m_{\text{trL}}} = \frac{\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}}{\dot{m}_{\text{trL}}}, \quad (2.4)$$

die sowohl im ungesättigten Zustand  $\varphi < 1$  als auch im gesättigten Zustand, wenn eine flüssige bzw. feste Kondensatphase vorliegt, gültig ist. Auf die Berechnungsvorschriften, die in Zusammenhang mit der festen Kondensatphase stehen, wird im Folgenden nicht weiter eingegangen, da sie in dieser Arbeit ohne Bedeutung sind. Liegt das ideale Gas-Dampf-Gemisch ungesättigt vor, so erlaubt das Gesetz von Dalton die Definition der Wasserbeladung  $X^g$ , wenn das Wasser gasförmig vorliegt, unter Verwendung des Gesamtdrucks  $p_{\text{ges}}$ , der Massenanteile von Sauerstoff  $\xi_{\text{O}_2}$  und Stickstoff  $\xi_{\text{N}_2}$  sowie der Gaskonstanten von Sauerstoff  $R_{\text{O}_2}$ , Stickstoff  $R_{\text{N}_2}$  und Wasserdampf  $R_{\text{H}_2\text{O}}$ , so dass gilt:

$$X^g := \frac{R_{\text{O}_2} \xi_{\text{O}_2} + R_{\text{N}_2} \xi_{\text{N}_2}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O}}}, \quad (2.5)$$

Durch Einsetzen von Gl. (2.1) folgt

$$X^g := \frac{R_{\text{O}_2} \xi_{\text{O}_2} + R_{\text{N}_2} \xi_{\text{N}_2}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{p_{\text{S}}(T)}{\frac{p_{\text{ges}}}{\varphi} - p_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (2.6)$$

mit dem häufig verwendeten Verhältnis

$$\frac{R_{\text{O}_2} \xi_{\text{O}_2} + R_{\text{N}_2} \xi_{\text{N}_2}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} = 0,622 \quad (2.7)$$

für die bodennahe Zusammensetzung der trockenen Luft mit  $\xi_{\text{O}_2} = 0,21$  und  $\xi_{\text{N}_2} = 0,79$ . Die spezifische Enthalpie der *feuchten Luft*  $h^*$  ist definiert als

$$h^* := \frac{H}{m_{\text{trL}}} = h_{\text{trL}} + X h_{\text{H}_2\text{O}} \quad (2.8)$$

mit der spezifischen Enthalpie des Wassers  $h_{\text{H}_2\text{O}}$  und der trockenen Luft  $h_{\text{trL}}$ . Mit der spezifischen isobaren Wärmekapazität der trockenen Luft

$$c_{p,\text{trL}} = \xi_{\text{O}_2} c_{p,\text{O}_2} + \xi_{\text{N}_2} c_{p,\text{N}_2}, \quad (2.9)$$

der spezifischen Enthalpie des gasförmigen Wassers  $h_{\text{H}_2\text{O}}^g$

$$h_{\text{H}_2\text{O}}^g(T) = \Delta h_0^v + c_{p,\text{H}_2\text{O}}(T - T_{\text{TP}}) \quad (2.10)$$

unter Verwendung der Verdampfungsenthalpie von Wasser im Bezugszustand  $\Delta h_0^v$  und der spezifischen Enthalpie des flüssigen Wassers  $h_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}}$

$$h_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}}(T) = c_{\text{H}_2\text{O}}(T - T_{\text{TP}}). \quad (2.11)$$

kann die spezifische Enthalpie der *feuchten Luft* als Funktion der Wasserbeladung und der Temperatur wie folgt für den ungesättigten Zustand

$$h^*(T, X) = c_{p,\text{trL}}(T - T_{\text{TP}}) + X^g \left[ \Delta h_0^v + c_{p,\text{H}_2\text{O}}^g(T - T_{\text{TP}}) \right] \quad (2.12)$$

und für den gesättigten Zustand mit Kondensatanteil

$$h^*(T, X) = c_{p,\text{trL}}(T - T_{\text{TP}}) + X_S \left[ \Delta h_0^v + c_{p,\text{H}_2\text{O}}^g(T - T_{\text{TP}}) \right] \\ + (X - X_S) c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}}(T - T_{\text{TP}}). \quad (2.13)$$

geschrieben werden. Die Bezugstemperatur der spezifischen isobaren Wärmekapazitäten und der Verdampfungsenthalpie von Wasser entspricht der Temperatur des Tripelpunkts von Wasser  $T_{\text{TP}} = 273,16 \text{ K}$ . Mit

$$h(T, X) = \frac{h^*(T, X)}{X + 1} \quad (2.14)$$

erfolgt die Umrechnung auf die spezifischen Enthalpie  $h$ , so dass kein Bezug auf die trockene Luftmasse, sondern auf die Gesamtmasse der feuchten Luft hergestellt wird.

Treten durch die Kondensation des Wasserdampfs eine koexistierende Kondensat- und Gasphase auf, so streben diese beiden Phasen ein Gleichgewichtszustand an. Das Phasengleichgewicht liegt vor, wenn ein thermisches Gleichgewicht

$$T^g = T^{\text{fl}}, \quad (2.15)$$

ein mechanisches Gleichgewicht

$$p^g = p^{\text{fl}}, \quad (2.16)$$



und ein stoffliches Gleichgewicht

$$\mu^g = \mu^f \quad (2.17)$$

vorliegen. Durch die Unterkühlung des Kondensats liegt in einem Wärmeübertrager zunächst kein thermisches Gleichgewicht vor. Die Temperatur an der Phasengrenze wird durch die Interfacetemperatur  $T_I$  beschrieben. Sie ist eine Funktion des Sättigungsdrucks an der Phasengrenze gemäß

$$T_I = T_I(p_{S,I}). \quad (2.18)$$

Die Phasengrenze ist örtlich veränderbar, stoff- und wärmedurchlässig. Auf die Auswirkungen eines thermischen Ungleichgewichts am Luftaustritt eines Wärmeübertragers wird in Abschnitt 5.2 eingegangen.

Weiterführende Arbeiten, insbesondere für Temperatur- und Druckbereiche bei denen die Annahmen eines idealen Gas-Dampf-Gemisches nicht gelten, wurden von Herrmann und Kretzschmar [25] zusammengefasst und sind in Form der MOMOLIB-Bibliothek für MODELICA verfügbar. Neben einer Virial-Zustandsgleichung für *feuchte Luft* wird eine Gleichung zur Berechnung eines Faktors für die Wasserdampfsättigungsdruckerhöhung als Funktion der Temperatur und des Drucks gegeben. Dieser Faktor beschreibt das Verhältnis des Sättigungsdrucks von Wasser in *feuchter Luft* zu reinem Wasser bei gleicher Temperatur und gleichem Druck. Herrmann und Kretzmar zeigen, dass dieses Verhältnis für Drücke unterhalb von 5 bar und Temperaturen zwischen  $0^\circ\text{C}$  und  $150^\circ\text{C}$  stets kleiner als 1,05 ist und daher für diese Arbeit mit 1 angenommen werden kann. Einen Ansatz zur Beschreibung dynamischer Zustandsänderung von *feuchter Luft* wird von Müller in [49] aufgeführt.

## 2.2 Energietransport in Wärmeübertragern

Für einen zur Umgebung adiabaten Wärmeübertrager, wie in Abb. 2.1 für  $T'_1 > T'_2$  dargestellt, reduziert sich der erste Hauptsatz der Thermodynamik unter Vernachlässigung der kinetischen und potentiellen Energien im stationären Fall zu

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \dot{m}_1 (h'_1 - h''_1) - \dot{m}_2 (h''_2 - h'_2) = 0 \quad (2.19)$$

mit der Energiedifferenz  $\Delta E$ , dem Zeitraum  $\Delta t$ , den Massenströmen  $\dot{m}_1$  und  $\dot{m}_2$  der wärmeübertragenden Fluide sowie den spezifischen Enthalpien am Einlass  $h'_1$  und  $h'_2$  und am Auslass  $h''_1$  und  $h''_2$ . Wird der Wärmeübertrager in zwei Untersysteme unterteilt, die durch eine diatherme Wand voneinander getrennt sind und wird das Untersystem 1 von einem idealen Gas und das Untersystem 2 von einem inkompressiblen Fluid ohne Phasenänderung durchströmt, so können die Enthalpiedifferenzen in Gl. (2.19) durch die entsprechende kalorische Zustandsgleichung zur Berechnung des übertragenden Wärmestroms  $\dot{Q}$  ersetzt werden:

$$\dot{Q} = \dot{m}_1 c_{p,1} (T''_1 - T'_1) = \dot{m}_2 c_2 (T''_2 - T'_2) \quad (2.20)$$

Wird das Untersystem 1 von einem idealen Gas-Dampf-Gemisch durchströmt, dessen Eingangstemperatur über der des inkompressiblen Kühlfluids liegt, so dass die Wärmeübertragung zu einer partiellen Kondensation des Wasserdampfs führen würde, kann die Energiebilanz auf der Gasseite nicht auf die Temperaturen am Ein- und Ausgang zurückgeführt werden. Es gilt daher

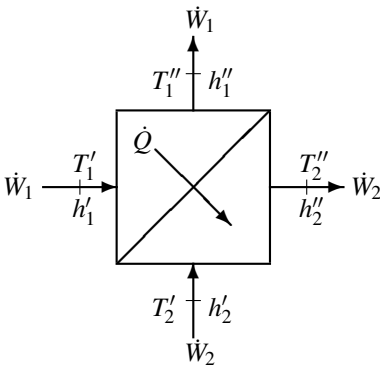
$$\dot{Q} = \dot{m}_{\text{trL}} (h_1^{*''} - h_1^{*'}) = \dot{m}_2 c_2 (T_2'' - T_2') \quad (2.21)$$

mit der auf die trockene Luft bezogenen spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft* im ungesättigten Zustand aus Gl. (2.12) bzw. im gesättigten Zustand aus Gl. (2.13).

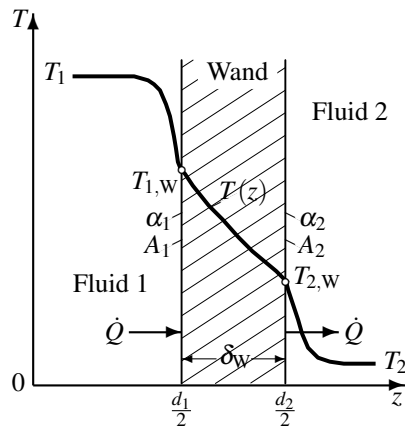
Aus dem Fourierschen Gesetz

$$\dot{q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (2.22)$$

mit der Wärmestromdichte  $\dot{q}$ , der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und der Änderung der Temperatur  $T$  entlang der Ortskoordinate  $z$ , leiten sich die folgenden Betrachtungen zur eindimensionalen Wärmeübertragung ab. Wird ein Wärmestrom, wie in Abb. 2.2 gezeigt, von einem Fluid mit lokal hohen Temperatur  $T_1$  auf ein Fluid mit der lokal niedrigen Temperatur  $T_2$  übertragen, so gilt



**Abb. 2.1:** Zustandsgrößen am Ein- und Ausgang eines Wärmeübertragers mit übertragenen Wärmestrom



**Abb. 2.2:** Eindimensionaler Temperaturverlauf eines lokalen Wärmedurchgangs durch eine Rohrwand in einem Wärmeübertrager mit einphasigen Fluiden; aus [5] entnommen und bearbeitet

$$\dot{Q} = kA (T_1 - T_2) \quad (2.23)$$

mit der von Baehr und Stephan [5] als Übertragungsfähigkeit eines Wärmeübertragers bezeichnete Größe  $kA$ . Sie fasst die konvektiven Wärmeübergänge der Fluide  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  an die Wand  $A_1$  und  $A_2$  und die Wärmeleitung durch die mittlere Wandoberfläche  $A_m$  mit der Wandstärke  $\delta_w$  gemäß

$$kA = \left( \frac{1}{\alpha_1 A_1} + \frac{\delta_w}{\lambda_m A_m} + \frac{1}{\alpha_2 A_2} \right)^{-1} \quad (2.24)$$

zusammen. Typischerweise liegt in einem Wärmeübertrager eine örtliche Verteilung der lokalen Temperaturdifferenz  $T_1 - T_2$  vor, so dass für das treibende Potential des Wärmestroms die mittlere Temperaturdifferenz  $\Delta T_m$ , definiert als

$$\Delta T_m := \frac{1}{A} \int_A (T_1 - T_2) dA \quad (2.25)$$

für die integrale Berechnung verwendet werden muss. Analog gilt für die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$

$$\alpha = \frac{1}{A} \int_A \alpha_{loc} dA, \quad (2.26)$$

mit der Fläche  $A$  und dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{loc}$ , wodurch laut Rötzel und Spang [66] häufig der Ausdruck

$$\dot{Q} = kA \Delta T_m \quad (2.27)$$

zur Berechnung der Ein- und Austrittsgrößen verwendet wird.

Die Nusselt-Zahl  $Nu$  und der Colburn-Faktor  $j$  können als dimensionslose Kennzahlen für den Wärmeübergangskoeffizienten betrachtet werden. Dabei ist die Nusselt-Zahl von der Wahl der Bezugslänge  $L_0$  abhängig.

$$Nu := \frac{\alpha L_0}{\lambda} \quad (2.28)$$

Sie ist im europäischen Raum weit verbreitet, während der Colburn-Faktor

$$j = St Pr^{2/3} \quad (2.29)$$

mit der Prandtl-Zahl  $Pr$  und der Stanton-Zahl

$$St = \frac{\alpha A}{\dot{m} c} = \frac{Nu}{Re Pr} \quad (2.30)$$

im amerikanischen und asiatischen Raum häufiger angewendet wird. Sie ist ebenfalls von einer Bezugslänge abhängig, die sich hier in der Reynolds-Zahl  $Re$  verbirgt.

Die analytische Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz aus Gl. (2.25) ist unter der Annahme konstanter mittlerer Wärmekapazitätsströme  $\dot{W}_i = \dot{m}_i c_i$  sowie einer konstanten mittleren Übertragungsfähigkeit für einen reinen Gegen- bzw. Gleichstromwärmeübertrager möglich. Allgemein ist insbesondere die Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz für einen Gegenstromwärmeübertrager  $\Delta T_{m,GGs}$  von Interesse, weil sie die maximal mögliche, mittlere Temperaturdifferenz für Wärmeübertrager kennzeichnet. Die mittlere Temperaturdifferenz für abweichende Stromführungen wird durch einen von Spang und Rötzel [76] eingeführten Korrekturfaktor  $F$  angenähert. Dies ist nach Rötzel und Spang [66] bei Vernachlässigung der Längsvermischung der einzelnen Fluide zulässig, so dass gilt:

$$\dot{Q} = F k A \Delta T_{m,GGs} \quad (2.31)$$

Eine weitere Bedingung für die Verwendung der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenzmethode ist die zeitliche und örtliche Unveränderlichkeit aller Parameter und Stoffdaten, mit Ausnahme der Temperaturen. Sie ist gewissermaßen das Bindeglied zwischen dem Konzept der Phase aus der Technischen Thermodynamik und der Wärmeübertragung mit ihren ortsabhängigen Temperaturen. Wird die Ortsabhängigkeit, wie in diesem Fall, auf eine Dimension in  $z$ -Richtung (reiner Gegenstrom) beschränkt und der Gegenstromwärmeübertrager in infinitesimale kleine Wärmeübertrager aufgeteilt, so lautet die Gl. (2.20) nach Baehr und Stephan [5] in differentieller Form

$$d\dot{Q} = -\dot{m}_1 c_{p,1} dT_1 = -\dot{m}_2 c_2 dT_2. \quad (2.32)$$

Über die Länge  $L$  des Gegenstromwärmeübertragers erhält man folgende Differentialgleichungen für die Temperaturänderung:

$$dT_1 = -(T_1 - T_2) \frac{kA}{c_{p,1} \dot{m}_1} \frac{dz}{L} \quad (2.33a)$$

$$dT_2 = -(T_1 - T_2) \frac{kA}{c_2 \dot{m}_2} \frac{dz}{L} \quad (2.33b)$$

Da hier nicht die Temperaturverläufe, sondern ihre Differenz von Interesse ist, werden die Gl. (2.33a) und Gl. (2.33b) von einander subtrahiert, so dass man folgende Differentialgleichung erhält

$$\frac{d(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_2)} = kA \left( \frac{1}{c_2 \dot{m}_2} - \frac{1}{c_{p,1} \dot{m}_1} \right) \frac{dz}{L}, \quad (2.34)$$

deren Integration von  $z = 0$  bis  $z = L$  zu dem in [5] beschriebenen Term

$$\ln \frac{T_1'' - T_2'}{T_1' - T_2''} = kA \left( \frac{1}{c_2 \dot{m}_2} - \frac{1}{c_{p,1} \dot{m}_1} \right) \quad (2.35)$$

führt. Die Verwendung der Gl. (2.27) und Gl. (2.20) mit der Gl. (2.35) ergeben die logarithmische mittlere Temperaturdifferenz für einen reinen Gegenstromwärmeübertrager

$$\Delta T_{m, \text{GGS}} = \frac{(T_1'' - T_2') - (T_1' - T_2'')}{\ln \left( \frac{T_1'' - T_2'}{T_1' - T_2''} \right)}, \quad (2.36)$$

die nur von den beiden Ein- und Auslasstemperaturen der Fluide abhängig ist. Der Einfluss der Stromführung auf den Korrekturfaktor für einphasige Strömungsverhältnisse kann durch den von Spang und Rötzel in [76] und gegebenen Zusammenhang

$$F = \frac{1}{\left( 1 + \Phi_1 \left( \frac{c_2 \dot{m}_2}{c_{p,1} \dot{m}_1} \right)^{\Phi_2} \Phi_3 \left( \frac{kA}{c_2 \dot{m}_2} \right)^{\Phi_4} \right)^{\Phi_5}} \quad (2.37)$$

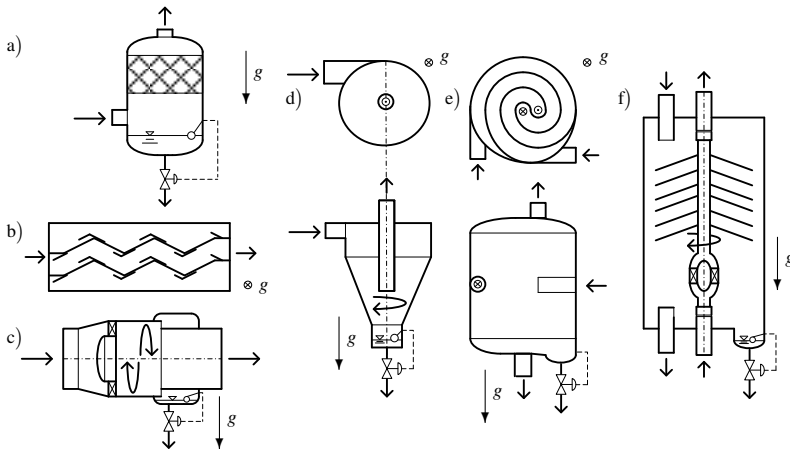
mit den Parametern  $\Phi_1$  bis  $\Phi_5$  aus [66] für unterschiedliche Wärmeübertragertypen und Stromführungen beschrieben werden. Es gilt die Konvention, dass der Stoff 2 bei Kreuzstromwärmeübertragern den inneren Rohrstrom beschreibt. Für die Temperaturdifferenz gilt dann als Funktion der Massenströme, des Übertragungsfaktors, der Wärmekapazitätsströme und der Eingangs- und Ausgangstemperaturen

$$\Delta T_m = F \Delta T_{m, \text{GGS}}. \quad (2.38)$$

### 2.3 Thermische Luftentfeuchtung

Die thermische Luftentfeuchtung beinhaltet zwei Prozessschritte. Zum einen die Kühlung der *feuchten Luft* unterhalb ihres Taupunkts und zum anderen die Abscheidung der flüssigen Kondensatphase. Für geringe Strömungsgeschwindigkeiten kann mit einem Tropfenabscheider der günstige Energiezustand eines an ein Gitter oder Stahlwolle angelagerten Kondensattropfens genutzt werden, wodurch es zur Akkumulation kleiner Tropfen kommt, bis diese so stark angewachsen sind, dass sie sich aufgrund ihres Gewichts von der Anlagerung lösen und im Gegenstrom zum Luftstrom in den Sumpf fallen (vgl. Abb. 2.3 a). Der Sumpf wird je nach Art der Regelung und des Füllstands auf einem Minimalfüllstand belassen, damit keine Luft aus dem Kondensatabfluss entweichen kann. Bei hohen Geschwindigkeiten erfolgt die Abtrennung des Kondensats aus der Zweiphasenströmung typischerweise unter der Ausnutzung der höheren mechanischen Trägheit der Kondensattropfen. Der Lamellenabscheider zwingt der Zweiphasenströmung eine Richtungsänderung auf. Wie in Abb. 2.3 b gezeigt, sind die Lamellen mit Haken versehen, wodurch die einzelnen Tropfen abgeschieden werden und einen günstigeren Energiezustand durch die Benetzung der Wand eingehen. Durch die Schwerkraft werden sie in den Sumpf abgeleitet. Bei Zyklonabscheidern ist eine hohe Einlassgeschwindigkeit wichtig, damit sich ein Strömungswirbel ausbilden

kann. Wie in Abb. 2.3 c und d dargestellt, reichern sich die Kondensattropfen nahe der Zyklonwand an, wo sie, sobald ein Kontakt zwischen der Wand und dem Tropfen erfolgt ist, aufgrund des günstigeren Energiezustands, diese ebenfalls benetzen und deutlich schwächer mit der Luftströmung wechselwirken, so dass der Einfluss der Gravitation überwiegt und das Kondensat in den Sumpf abgeleitet wird. Einen Einblick in die Auslegungsrechnung unter Verwendung von CFD für einen Einsatz zur Abluftentfeuchtung eines Brennstoffzellensystems in einer Automobilanwendung gibt Staeck in [78]. Während für Automobilanwendungen der Fokus auf der Bauvolumen- und der Kostenoptimierung liegt, ist im Flugzeugbau die Minimierung des Systemgewichts von entscheidender Bedeutung. Eine Möglichkeit zur Kühlung mit integrierter Abscheidung stellt der in Abb. 2.3 e dargestellte Spiralwärmeübertrager dar. Durch die spiralförmige Stromführung werden die Tropfen nach außen an die Wand getragen, wo sie in den Sumpf abgeleitet werden. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und patentierte Zentrifugalwärmeübertrager ermöglicht die Kühlung der *feuchten Luft* und Abscheidung der Kondensattropfen unabhängig vom Luftvolumenstrom. Ferner wird die Ausprägung eines Kondensatfilms auf den wärmeübertragenden Flächen vermieden (vgl. [71]). Die Rotation wird der Fläche durch einen vom Kühlfluid durchströmten Drallerzeuger aufgeprägt, wie in Abb. 2.3 f dargestellt. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Modellierung und experimentellen Untersuchung der Kühlung von *feuchter Luft*. Als Kühlung wird die Tempe-



**Abb. 2.3:** a) Tropfenabscheider/Demister; b) Lamellenabscheider mit Haken; c) Axialer Zyklonabscheider; d) Radialer Zyklonabscheider; e) Spiralwärmeübertrager mit Kondensatabscheidung; f) Zentrifugalwärmeübertrager mit Kondensatabscheider

raturabsenkung des Fluids aufgrund des Übergangs von thermischer Energie von der *feuchten Luft* an das Kühlmittel bezeichnet. In der hier idealisierten Modellvorstellung erfolgt die Phasenumwandlung des gasförmigen Wasserdampfs bei der Sättigungstemperatur, so dass stets Gleichgewichtsbedingungen im Fluid vorliegen. Zur Initialisierung des Phasenwechsels der dann übersättigten *feuchten Luft* ist nach Baehr und Stephan [5] ein geringes Ungleichgewicht notwendig. Die dafür notwendige Temperaturdifferenz beträgt weniger als 0,1 K und wird daher nicht weiter betrachtet. Da sich das Kondensat typischerweise an der wärmeübertragenden Wand bildet und akkumuliert, kommt es dort zu einer Unterkühlung des Kondensats, was hinsichtlich der Temperaturmessung von Bedeutung ist. Im Gegensatz zur Kondensation eines Reinstoffs reichert sich bei der Kühlung eines Gas-Dampf-Gemisches die kondensierende Komponente im Bereich der Kondensatoberfläche ab, so dass ein Konzentrationsgefälle zur Kernströmung entsteht. In Folge der damit einhergehenden Verteilung des chemischen Potentials kommt es zur Diffusion quer zur Hauptströmungsrichtung, wodurch ein zusätzlicher Wärmeleitwiderstand entsteht, der vom Stoffübergangskoeffizienten  $\beta$  abhängig ist. Mit der Lewis-Beziehung Gl. (3.55) kann der Stoffübergangskoeffizient aus dem Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden. Wie in Abb. 3.4 gezeigt, wird durch den geringeren Partialdruck der kondensierenden Komponente nahe der Filmoberfläche die Sättigungstemperatur im Vergleich zu der Sättigungstemperatur der Kernströmung herabgesetzt. Darüberhinaus führt die Kondensation eines Stoffes zu vergleichsweise hohen Wärmeübergangskoeffizienten am Ort der Kondensation. Die durch das Kondensat benetzte Oberfläche ist unebener als die glatte Rohrwand und führt so zu einer Vergrößerung der Turbulenz und damit zu einer Erhöhung der Druckverluste. Zu der Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten gibt es widersprüchliche Aussagen in der Literatur (vgl. Abschnitt 3.3). In der Literatur werden das treibende Potential für den Stofftransport und das treibende Potential für den Wärmetransport zur Berechnung von Kühlung *feuchter Luft* häufig durch die Enthalpiedifferenz zusammengefasst (vgl. [3], [94], [44], [35], [87]). Die physikalische Entsprechung ist fragwürdig und nicht mit dem Ausdruck des thermodynamischen Potentials zu verwechseln. Dieses leitet sich aus der Gibbs'schen Hauptgleichung bzw. Fundamentalgleichung der Thermodynamik

$$du = T ds - p dv + \sum_j \mu_j dn_j \quad (2.39)$$

ab, die in abgewandelter Form für eine konstante Stoffmenge ( $dn = 0$ ) als

$$du = T ds - p dv \quad (2.40a)$$

$$d(u - Ts) = -s dT - p dv \quad (2.40b)$$

$$d(u + pv) = T ds + v dp \quad (2.40c)$$

$$d(u + pv - Ts) = -s dT + v dp \quad (2.40d)$$

geschrieben werden können. Per Definition werden diese Größen als die innere Energie  $u$ , die freie Energie (Freie Helmholtz Energie)

$$f := u - T s, \quad (2.41)$$

die Enthalpie

$$h := u + p v \quad (2.42)$$

und die freie Enthalpie (Freie Gibbs Energie)

$$g := u + p v - T s \quad (2.43)$$

bezeichnet und nach Müller [49] thermodynamische Potentiale genannt.

Verbreitete technische Anwendungen von Kühlung *feuchter Luft* sind Klima- und Kälteanlagen, bei denen die Temperatur der feuchten Umgebungsluft abgesenkt wird. Erfolgt die Kühlung auf Temperaturen unterhalb des Taupunkts, kommt es zur Kondensatbildung. Dieser Zustand wird im Folgenden als Entfeuchtungsbedingung bezeichnet. Er geht typischerweise mit einem geringen Kondensatmassenstrom einher, da selbst bei subtropischen Umgebungsbedingungen ( $T = 303,15 \text{ K}$  und  $\varphi = 0,8$ ) der Wasseranteil nur etwa 3,3 vol% beträgt. Ein weiterer von Weihua [91] beschriebener Anwendungsbereich ist die Berechnung der Verminderung des Wärmeübergangs bei thermischen Kondensatoren aufgrund von Inertgasanteilen, die beim Unterdruckbetrieb durch Undichtigkeiten der Anlage im Arbeitsfluid akkumuliert werden. Im Kraftwerksprozess wird als Arbeitsfluid Wasser eingesetzt, so dass die Ansammlung von Luft als ein Beispiel von Kühlung *feuchter Luft* angesehen werden kann. Im Abschnitt 3.4 werden Berechnungsmethoden aus beiden Bereichen eingeführt und beschrieben.

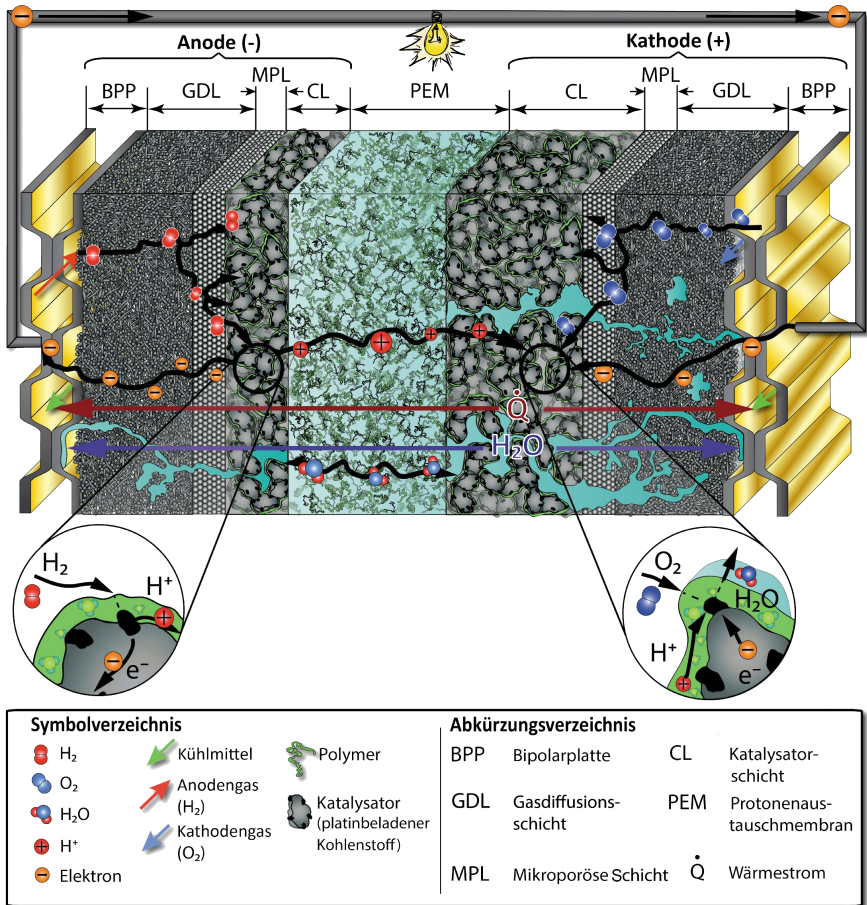
### 2.4 Energiewandlung in PEM-Brennstoffzellen

In Brennstoffzellen wird chemische Bindungsenergie in einem elektrochemischen Energiewandler direkt in elektrische Energie überführt. Im realen Betrieb wird aufgrund nicht zu vernachlässigender Irreversibilitäten ein Teil der chemischen Energie dissipiert und somit in thermische Energie umgewandelt. Ihre Eigenschaften hinsichtlich Lebensdauer, Leistungsdichte, Kosten und Betriebsverhalten haben dazu geführt, dass sich die PEM-Brennstoffzelle für Anwendungen im Automobil- und Luftfahrtbereich zum Standard entwickelt hat [7] [36], [62], [78]. Ihr Kennzeichen ist eine Polymerelektrolytmembran zur Trennung der geladenen Teilchen, die an beiden Seiten von einer Reaktions- bzw. Katalysatorschicht umgeben ist. Als Katalysator zur Aufspaltung der Atome in Ionen werden typischerweise Platinpartikel genutzt, die auf der einen Seite einen entscheidenden Einfluss auf den Wirkungsgrad und die Lebensdauer, auf der anderen Seite aber auch auf die Kosten der Brennstoffzelle haben. Wie in Abb. 2.4 dargestellt, werden die Gase in den Kanälen der Bipolarplatten zu- und abgeführt. Der



Transport der Gase vom Kanal zum Reaktionsort bzw. vom Reaktionsort zum Kanal erfolgt sowohl auf der Anoden- wie auch auf der Kathodenseite durch Diffusionsschichten. Ihre Aufgabe ist es, die Eduktgase möglichst homogen zu verteilen, um eine gleichmäßige Reaktion und hohe Ausnutzung des Katalysators zu erreichen. Auf der anderen Seite sollen die Produktgase möglichst schnell abgeführt werden, damit es nicht zu einer übermäßigen Kondensation und damit zur Verblockung (engl. Flooding) im Reaktionsgebiet kommt.

Bei einer PEM-Brennstoffzelle reagieren der anodenseitig zugeführte Wasserstoff



**Abb. 2.4:** Aufbau und Transportmechanismen einer PEM-Brennstoffzelle;  
Quelle: [78]

H<sub>2</sub> und der kathodenseitig zugeführte Sauerstoff O<sub>2</sub> gemäß der Gesamtreaktion



zu Wasser H<sub>2</sub>O. Dieses Reaktionsprodukt wird unter isobaren Bedingungen zum Großteil mit der Kathodenluft abgeführt, so dass ein Anteil durch den nachgeschalteten Wärmeübertrager und Abscheider abgesondert werden kann. Werden einer einzelnen Zelle unter isobar-isothermen Bedingungen die Edukte H<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> getrennt zugeführt, ohne dass der äußere Stromkreis geschlossen wird, führt dies aufgrund der Ladungstrennung an den Katalysatorschichten zu einem elektrochemischen Gleichgewicht mit der reversiblen Zellspannung  $U_{\text{rev}}$

$$U_{\text{rev}}(T, p) := \frac{-\Delta^{\text{R}} G(T, p)}{2F} \quad (2.45)$$

mit der freien molaren Reaktionsenthalpie  $\Delta^{\text{R}} G$  und der Faraday-Konstante  $F$ . Wie von Siemer [74] beschrieben, leitet sich aus der freien molaren Standardreaktionsenthalpie  $\Delta^{\text{R}} G_0$  auf Basis des ersten und zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik die maximale molare Nutzarbeit bzw. reversible Reaktionsarbeit einer isotherm-isobaren chemischen bzw. elektrochemischen Reaktion für den Grenzfall einer reversiblen Reaktion mit  $\dot{S}_{\text{irr}} = 0$  ab. Die Anwendung der van't Hoff'schen Reaktionsisotherme führt bei idealen Gasen auf die temperatur- und druckabhängige freie molare Reaktionsenthalpie bzw. Reaktions-Gibbs-Funktion

$$\Delta^{\text{R}} G(T, p) = \Delta^{\text{R}} G_0 + T R_{\text{m}} \ln \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}/p_0}{(p_{\text{H}_2}/p_0)(p_{\text{O}_2}/p_0)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.46)$$

mit den durch die Partialdrücke ersetzten Aktivitäten, für die in Gl.(2.44) beschriebene Globalreaktion und der universellen Gaskonstante  $R_{\text{m}}$ , sowie den Bezugsdruck  $p_0$ . Wird die freie molare Standardreaktionsenthalpie in Gl.(2.45) durch den Ausdruck aus Gl.(2.46) ersetzt, erhält man die Nernst-Gleichung

$$U_{\text{rev}}(T, p) = -\frac{\Delta^{\text{R}} G_0}{2F} - \frac{RT}{2F} \ln \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}/p_0}{(p_{\text{H}_2}/p_0)(p_{\text{O}_2}/p_0)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.47)$$

mit

$$U_{\text{rev},0}(T_0, p_0) = -\frac{\Delta^{\text{R}} G_0}{2F} = -\frac{\Delta^{\text{R}} \tilde{h}_0 - T \Delta^{\text{R}} \tilde{s}_0}{2F} \quad (2.48)$$

und denen im Anhang 8.2 aufgeführten Berechnungen der Reaktionsenthalpien  $\Delta^{\text{R}} \tilde{h}_0$  und Reaktionsentropien  $\Delta^{\text{R}} \tilde{s}_0$ . Die reversible Zellspannung wird durch die Nernstgleichung nicht vollständig bezüglich ihrer Temperaturabhängigkeit beschrieben. Wie von O'Hayre et al. [54] angemerkt, müsste dafür die Gl.(2.47) um den Summanden  $\frac{\Delta^{\text{R}} \tilde{s}_0}{2F}(T - T_0)$  erweitert werden. Siemer zeigt, dass dieser Term unterhalb von 300 °C vernachlässigt werden kann. Nach Gl.(2.47) beträgt

die reversible Zellspannung bei 25 °C und 1 bar und unter der Annahme, dass das Produktwasser gasförmig vorliegt  $U_{\text{rev}} = 1,18 \text{ V}$ . Wird die Brennstoffzelle mit Luftsauerstoff anstatt mit reinem Sauerstoff betrieben, so führt dies zu einer Spannungsreduktion  $\Delta U$  von

$$\Delta U = \frac{RT}{2F} \ln \left( \frac{1}{0,21} \right)^{-\frac{1}{2}} = 0,012 \text{ V} \quad (2.49)$$

bei 80 °C unter der Annahme eines konstanten Sauerstoffpartialdrucks von 0,21 bar. Wie von Baehr und Kabelac [6] gezeigt, ist die reversible Spannung  $U_{\text{rev}}$  zugleich die rechnerisch maximal erreichbare Zellspannung für die spezifischen Betriebsbedingungen. In technischen Anwendungen werden daher mehrere Brennstoffzellen zu einem Stapel (engl. Stack) zusammengeführt und elektrisch seriell verschaltet, um so die einzelnen Zellspannungen zu addieren. Wird der äußere Stromkreis geschlossen, stellt sich für einen Brennstoffzellenstapel mit  $N_{\text{BZ}}$  Zellen und einem Wasserstoffstoffmengenstrom  $\dot{n}_{\text{H}_2}$  der elektrische Strom  $I$

$$I = \frac{2F \dot{n}_{\text{H}_2}}{N_{\text{BZ}}}, \quad (2.50)$$

ein, wodurch der an der kathodenseitigen Katalysatorschicht vorliegende atomare Luftsauerstoff mit zwei Wasserstoffionen und jenen zwei Elektronen zu einem Wassermolekül reagieren kann. Der entstehende Produktwasserstoffmengenstrom  $\dot{n}_{\text{H}_2\text{O}}$  ist proportional zum elektrischen Strom, da aufgrund der Globalreaktion

$$\dot{n}_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{IN_{\text{BZ}}}{2F} \quad (2.51)$$

gilt. Dieser Vorgang erzeugt ein elektrochemisches Ungleichgewicht zwischen der Anode und Kathode und führt zu irreversiblen Ausgleichsprozessen und damit zu einem Wärmestrom, der als Abwärme aus dem Brennstoffzellensystem abgeführt werden muss und nicht in Form von elektrischer Leistung zur Verfügung stehen kann. Die Verlustarten werden häufig in drei Gruppen zusammengefasst. Die sogenannten Aktivierungsverluste fassen den Spannungsabfall  $\Delta U_{\text{akt}}$  aufgrund der Reaktionskinetik und der Elektronenübergänge an den Elektroden zusammen. Wie von O'Hayre et al. [54] beschrieben, folgt aus der Butler-Volmer Gleichung

$$i = i_0 \left[ \exp \left( \frac{\alpha 2 \Delta U_{\text{akt}} F}{RT} \right) - \exp \left( -\frac{(1 - \alpha) 2 \Delta U_{\text{akt}} F}{RT} \right) \right] \quad (2.52)$$

für sehr geringe Stromdichten ( $i \ll i_0$ ) der von  $\alpha$  unabhängige linearer Zusammenhang

$$\Delta U_{\text{akt}} = \frac{RT}{2F} \frac{i}{i_0}. \quad (2.53)$$

Zur Beschreibung des Spannungsverlusts aufgrund der kathodischen Aktivierungsverluste für Stromdichten  $i$  größer der Austauschstromdichte  $i_0$  wird die Tafelgleichung

$$\Delta U_{\text{akt}} = \frac{RT}{\alpha 2F} \ln \left( \frac{i}{i_0} \right) \quad \text{mit } i > i_0 \quad (2.54)$$

verwendet. Als Austauschstromdichte wird der Betrag der Stromdichte der Hin- und Rückreaktion im Gleichgewicht bezeichnet. Die beiden Ströme sind dann betragsmäßig gleich groß, so dass für die äußerer Stromdichte  $i = 0$  gilt.

Nach Larminie und Dicks [37] können für Brennstoffzellen, die mit Wasserstoff betrieben werden, die anodischen Aktivierungsverluste vernachlässigt werden, da ihre Größenordnung im den Faktor  $10^5$  geringer ausfällt als die der kathodischen Aktivierungsverluste. Dem kathodischen Durchtrittsfaktor wird häufig der Wert  $\alpha = 0,5$  zugeordnet (vgl. [54], [74]). Die von der Temperatur, dem Sauerstoffpartialdruck, dem Kathodenmaterial und Katalysatorherstellung und -auftragung als auch von der Geometrie und nicht zuletzt vom Benetzungsgrad abhängigen Austauschstromdichte kann experimentell bestimmt werden. Die Übertragbarkeit dieser experimentellen Ergebnisse aufgrund der zahlreichen Parametervariationen und unterschiedlichen Definitionen ist fragwürdig, da die veröffentlichten Werte laut Siemer stark von einander abweichen. Eine Übersicht für verschiedene Katalysatoren für PEM-Brennstoffzellen geben O'Hayre et al. [54] in Tab. 3.2 an. Der ohmsche Spannungsabfall  $\Delta U_{\text{ohm}}$

$$\Delta U_{\text{ohm}} = i r \delta_{\text{Mem}}. \quad (2.55)$$

fasst die Verluste durch die spezifischen elektrischen Widerstände  $r$  entlang des Elektronen- und des Ionenpfads zusammen. Wie von Larminie und Dicks [37] beschrieben, werden die Leitungsverluste der Elektroden, der Bipolarplatten und die zahlreichen Kontaktwiderstände zwischen den Schichten und Bipolarplatten häufig vernachlässigt, da sie im Vergleich zu dem Ionenleitwiderstand des Elektrolyten von untergeordneter Bedeutung sind. Wird nur der spezifische elektrische Ionenleitwiderstand für eine Nafion - Membran berücksichtigt, so wird häufig die Berechnungsmethode von Springer [77]

$$r = \left[ (0,5139 \chi - 0,326) \exp \left( 1268 \left( \frac{1}{303} - \frac{1}{T} \right) \right) \right]^{-1} \quad (2.56)$$

mit

$$\chi = 0,0043 + 17,81 \varphi - 39,85 \varphi^2 + 36 \varphi^3 \quad (2.57)$$

für die Wasserdampfaktivitäten bzw. relative Feuchte  $\varphi$  in der Membran kleiner 1 angewendet, obwohl die Daten auf einer Temperatur von  $30^\circ\text{C}$  basieren. Nach O'Hayre et al. [54] sind die mit dieser Gleichung berechneten Werte „reasonably accurate“ für eine Temperatur von  $80^\circ\text{C}$ . Siemer führt alternativ die Methode von

Hinatsu explizit für 80 °C an.

$$\chi = 0,3 + 10,8 \varphi - 16,0 \varphi^2 + 14,1 \varphi^3 \quad (2.58)$$

Diese Verlustart zeichnet sich durch starke Wechselwirkungen beim Betrieb der Brennstoffzelle hinsichtlich des Wasserhaushalts aus. So führen die ohmschen Verluste zu einem Wärmestrom, der aus dem Elektrolyten an das Kühlmittel abgeführt werden muss. Das damit verbundene Temperaturfeld beeinflusst den Sättigungsdruck des Wassers und damit über den Wassergehalt der Membran ihren elektrischen Widerstand, was wiederum die Entstehung des Wärmestroms beeinflusst. In der dritten Gruppe werden die Spannungsverluste aufgrund von Transport- und Konzentrationseffekten  $\Delta U_{\text{kon}}$  zusammengefasst. Diese sind stark von der individuellen Bauart und Gaskanalführung der Bipolarplatten und der Brennstoffzellensysteme abhängig. Daher kann keine allgemeingültige analytische Berechnungsvorschrift angeführt werden. Für den praktischen Betrieb sind diese Verluste von untergeordneter Bedeutung, da sie bei hohen Stromdichten rechtsseitig des elektrischen Leistungsmaximum auftreten. Darüber hinaus werden von Larminie und Dicks [37] Spannungsverluste durch interne elektrische Ströme und aufgrund der Wasserstoffdiffusion aufgeführt. Ihnen wird ein signifikanter Spannungsabfall im Leerlauf zugeschrieben, der mit 0,2 V approximiert werden kann. Dieser Wert beruht auf einer experimentellen Arbeit von Larminie [37] für eine Brennstoffzelle im Leerlaufbetrieb. Durch die Messung des zugeführten Wasserstoffs einer im Leerlauf betriebenen Brennstoffzelle wird nach Gl. (2.50) eine fiktive Stromdichte  $i_{\text{fktv}}$  berechnet, die die internen Ströme und den diffundierten Wasserstoff, der an der kathodenseitigen Katalysatorschicht unter der Abgabe von Wärme zu Wasser reagiert, zusammenfasst. Larminie schlägt eine Erweiterung der Gl. (2.54) in der Form

$$\Delta U_{\text{akt}} = \frac{RT}{2F} \ln \left( \frac{i + i_{\text{fktv}}}{i_0} \right) \quad \text{mit } i + i_{\text{fktv}} > i_0 \quad (2.59)$$

vor, so dass dieser Spannungsabfall durch die Einführung eines fiktiven auf die Membranfläche bezogenen elektrischen Stroms  $i_{\text{fktv}}$  den Aktivierungsverlusten zugerechnet wird. Die Aufsummierung der Spannungsabfälle aufgrund der unterschiedlichen Verlustarten nach

$$\Delta U_{\text{irr}} = \Delta U_{\text{akt}} + \Delta U_{\text{ohm}} + \Delta U_{\text{kon}} \quad (2.60)$$

ergibt den Gesamtspannungsverlust  $\Delta U_{\text{irr}}$  für den jeweiligen Betriebspunkt. Dieser stellt sich bei konstanten Betriebsbedingungen und unter Beachtung zahlreicher Nebenbedingungen wie der Membranbefeuchtung, der Kühlung und des Wasseraustrags ein. Der stationäre Betriebszustand wird durch die elektrische Spannung zwischen der Anode und der Kathode und durch den zugehörigen elektrischen Strom charakterisiert. Die in Abb. 2.5 dargestellte Strom-Spannungskennlinie zeigt diese Betriebspunkte für eine einzelne Zelle respektive

einen Brennstoffzellenstapel. Die abgegebene elektrische Leistung  $P_{\text{BZ}}$  ergibt sich aus dem Produkt des Stroms  $I$  mit der zugehörigen Spannung  $U(I)$ , die gemäß

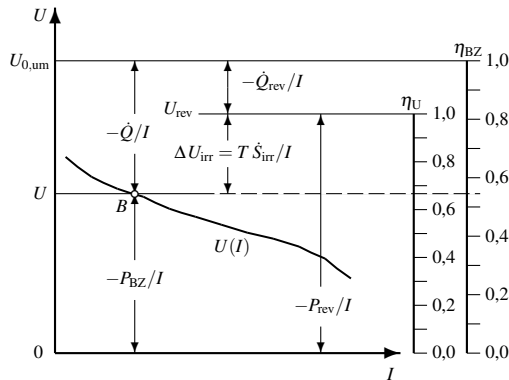
$$P_{\text{BZ}} = -U(I)I \quad (2.61)$$

eine Funktion des Stroms ist. Der von der elektrischen Last abhängige Verlauf der Spannung erfordert eine Spannungswandlung, wenn das angeschlossene Netz auf einer konstanten elektrischen Spannung betrieben wird. Um eine möglichst vollständige Umsetzung des zugeführten Wasserstoffs zu ermöglichen, wird einem realen Brennstoffzellensystem eine größere Stoffmenge Sauerstoff mit der Luft zugeführt als für die vollständige Reaktion notwendig wäre. In der Brennstoffzellenliteratur hat sich eine besondere Definition der Stöchiometrie  $\lambda$  durchgesetzt (vgl. [45], [37], [54]). Dabei wird der zugeführte Sauerstoffstrom  $\dot{n}'_{\text{O}_2}$  nicht auf den Stoffstrom des zugeführten Wasserstoffs  $\dot{n}'_{\text{H}_2}$ , sondern auf den erzeugten elektrischen Strom oder die elektrische Leistung entsprechend der Gleichung

$$\lambda_{\text{O}_2} = 4F \frac{\dot{n}'_{\text{O}_2}}{IN_{\text{BZ}}} = 4F U \frac{\dot{n}'_{\text{O}_2}}{P_{\text{BZ}}} \quad (2.62)$$

bezogen. Daraus leitet sich direkt der Sauerstoffmengenanteil der trockenen sauerstoffabgereicherten Luft (engl. **oxygen depleted air**) im Kathodenabgas  $x''_{\text{O}_2}$  ab

$$x''_{\text{O}_2} = \frac{\lambda_{\text{O}_2} - 1}{\frac{1}{x_{\text{O}_2}} \lambda_{\text{O}_2} - 1}, \quad (2.63)$$



**Abb. 2.5:** Strom-Spannungskennlinie einer Brennstoffzelle mit Spannungs- und Brennstoffzellenwirkungsgrad; aus [6] entnommen und überarbeitet

der nur von dem Stoffmengenanteil der zugeführten Luft  $x'_{\text{O}_2}$  und der Stöchiometrie auf der Kathodenseite  $\lambda_{\text{O}_2}$  abhängig ist und für die multifunktionale Luftfahrtanwendung von Bedeutung ist.

Für idealisierte Brennstoffzellensysteme wird häufig eine vollständige Reaktion des zugeführten Wasserstoffs angenommen und somit die Anodenspülung (engl. Purgin) vernachlässigt, da der mit der Anodenabluft abgeführte Wasserstoff nur einen geringen Anteil am zugeführten Wasserstoffmassenstrom ausmacht. In realen Systemen ist die Anodenspülung hingegen notwendig, um den durch Diffusion im Betrieb steigenden Stickstoff- und Wasserstoffmengenanteil auf der Anodenseite zu senken. Dies wirkt sich in doppelter Hinsicht auf die Wassermenge in der Kathodenabluft aus. Zum einen steht der Wasserstoff nicht als Edukt für die Gesamtreaktion zur Verfügung, obwohl er dem Brennstoffzellensystem zugeführt worden ist. Dem kann entgegengewirkt werden, wenn das Produktwasser aus der Stromstärke nach Gl. (2.50) berechnet wird. Zum anderen wird durch die Spülung Wasser aus dem System ausgetragen, was der häufig getroffenen Annahme, dass das Produktwasser auf der Kathodenseite entsteht, widerspricht. Dieser Effekt wird noch verstärkt, wenn die Brennstoffzelle nicht unter isobaren Bedingungen betrieben wird, sondern der mittlere Druck auf der Kathodenseite oberhalb des mittleren Drucks auf der Anodenseite liegt, da dann zusätzliches Wasser durch hydraulische Permeation auf die Anodenseite wandert, wie in Abb. 2.4 dargestellt. Die Hersteller kommerzieller Brennstoffzellensysteme zeigen sich sehr zurückhaltend mit detaillierten Informationen zu der Menge und Zusammensetzung der Anodenabluft in Abhängigkeit des Betriebszustands, da sie auf das Konzept der Ventilsteuerung (Öffnungszeiten, Öffnungsintervalle) schließen lässt. Eine hohe Spülrate erzeugt hohe Spannungswirkungsgrade nach Gl. (2.66) an den einzelnen Zellen, jedoch auf Kosten eines erhöhten Wasserstoffverbrauchs, was sich in einem geringen Stromwirkungsgrad nach Gl. (2.67) widerspiegelt. Adcock et al. [2] geben die sogenannte Anodenstöchiometrie  $\lambda_{\text{H}_2}$  für ein Brennstoffzellensystem mit Verdunstungskühlung mit 1,01 an. Dieser Wert entspricht der von Baehr und Kabelac [6] getroffenen Annahme. Sie ist analog zu Gl. (2.62) definiert als

$$\lambda_{\text{H}_2} = 2F \frac{\dot{n}'_{\text{H}_2}}{IN_{\text{BZ}}} = 2F U \frac{\dot{n}'_{\text{H}_2}}{P_{\text{BZ}}}. \quad (2.64)$$

Für einen Energiewandler wird der Wirkungsgrad aus dem Verhältnis von Nutzenergie zur aufgewendeten Energie gebildet. Aus den verschiedenen Definitionen von Nutzenergie und aufgewendeter Energie sowie unterschiedlicher Systemgrenzen ergeben sich eine Vielzahl von Wirkungsgraddefinitionen für Brennstoffzellen und Brennstoffzellensysteme, von denen hier einige (wichtige) aufgeführt werden. Als theoretischer elektrischer Wirkungsgrad unter reversiblen Bedingungen wird nach Linnemann [38] bzw. thermodynamischer Wirkungsgrad  $\eta_{\text{th}}$  nach Kordisch und Simader [33], Dragon [11] und Siemer [74] das Verhältnis aus der freien molaren Standardreaktionsenthalpie  $\Delta^{\text{R}} G_0$  und der molaren Standardreaktionsenthalpie

$\Delta^R \tilde{h}_0$  bezeichnet

$$\eta_{\text{th}} = \frac{\Delta^R G_0}{\Delta^R \tilde{h}_0}. \quad (2.65)$$

Er bezieht die maximal nutzbare Arbeit auf die umgewandelte Energie der chemischen Reaktion auf Standardbedingungen, so dass der Vergleich unterschiedlicher Brennstoffzelltypen mit Wärmekraftmaschinen durch die Gegenüberstellung mit dem Carnot-Wirkungsgrad z.B. in Abhängigkeit der Betriebstemperatur möglich ist. Der Spannungswirkungsgrad  $\eta_U$  ist von Baehr und Kabelac [6] durch

$$\eta_U := \frac{P_{\text{BZ}}}{P_{\text{rev}}} = \frac{U(I)}{U_{\text{rev}}} = \frac{U(I) 2F}{\Delta^R G(T, p)} \quad (2.66)$$

definiert. Der Stromwirkungsgrad  $\eta_I$  kennzeichnet das Verhältnis des elektrischen Stroms zum maximal möglichen Strom aufgrund des zugeführten Wasserstoffstoffmengenstroms. Er kann mit der Stromdichte  $i$  und dem zugeführten Wasserstoffstoffmengenstrom  $\dot{n}'_{\text{H}_2}$  mit

$$\eta_I := \frac{i}{2F \dot{n}'_{\text{H}_2}} \quad (2.67)$$

berechnet werden. Interne Ströme und Wasserstoffdiffusion durch die Membran, sowie die überstöchiometrische Versorgung mit Wasserstoff bzw. die Anodenspülung führen zur Reduktion des Stromwirkungsgrads. Wird die elektrische Leistung einer Brennstoffzelle bzw. eines Brennstoffzellenstapels auf den chemischen Bindungsenergiestrom des umgesetzten Wasserstoffs bezogen, führt dies zur Definition des Brennstoffzellenwirkungsgrads  $\eta_{\text{BZ}}$

$$\eta_{\text{BZ}} := \frac{-P_{\text{BZ}}}{\dot{n}_{\text{H}_2} h_{\text{um}}(T)} = \frac{U(I)}{U_{0,\text{um}}} \quad (2.68)$$

mit dem temperaturabhängigen molaren Heizwert von Wasserstoff  $h_{\text{um}} = -\Delta^R h(T)$  unter der Annahme, dass das Produktwasser gasförmig vorliegt. Die charakteristische Spannung  $U_{0,\text{um}}$  beschreibt eine für die Betriebsbedingungen maximale Spannung für den Fall, dass keine Irreversibilitäten auftreten würden. Da dies in einem reales System nicht der Fall ist, kann diese Spannung nicht erreicht werden. Die charakteristische Spannung ist für das Verständnis einer Brennstoffzelle hinsichtlich des ersten Hauptsatzes nützlich (vgl. Abb.2.5), da nur der umgesetzte Wasserstoff beachtet wird. Systemwirkungsgrade sind stark von der Wahl der Bilanzgrenzen abhängig. Für das in Abb.3.1 dargestellte Brennstoffzellensystem wird die vom Brennstoffzellenstapel abgegebene elektrische Leistung um die Umwandlungsverluste und um die Leistung zur Versorgung der zum Betrieb notwendigen Hilfsaggregate vermindert. Daher beschreibt der Brennstoffzellensystemwirkungsgrad  $\eta_{\text{BZS}}$



den Anteil der ins elektrische Netz eingespeisten Leistung zu der, die mit dem Wasserstoffmengenstrom zugeführten chemischen Bindungsenergie, wenn das Produktwasser gasförmig vorliegt zu einem bestimmten Zeitpunkt.

$$\eta_{\text{BZS}} := \frac{-P_{\text{el}}}{\dot{n}'_{\text{H}_2} h_{\text{um}}(T_{\text{H}_2})} \quad (2.69)$$

Zu beachten ist, dass die dem System zugeführte Wasserstoffmenge durch Diffusion durch die Wand des Druckspeicherbehälters oder durch Abblasen aus einem kryogenen Speicher aufgrund eines Wärmeeintrages vermindert wird, bevor der Wasserstoff dem Brennstoffzellenstapel zugeführt werden kann. Abgesehen davon, dass der Wasserstoff zunächst aus einer wasserstoffhaltigen chemischen Verbindung gelöst werden und in einen Zustand überführt werden muss, der den Anforderungen des jeweiligen Speichersystems entspricht, muss der Wasserstoff aus dem Tank entnommen werden und von dem Zustand im Speicher in den Zustand am Anodeneingang überführt werden. Da die Betankung nicht kontinuierlich erfolgt und der Brennstoffzellenwirkungsgrad lastabhängig ist, wird hier der mittlere Brennstoffzellensystemwirkungsgrad  $\bar{\eta}_{\text{BZS}}$  durch

$$\bar{\eta}_{\text{BZS}} := \frac{-\int_{t_0}^{t_1} P_{\text{el}} dt}{n_{\text{H}_2}(t_0) h_{\text{um}}(T_0) - n_{\text{H}_2}(t_1) h_{\text{um}}(T_1)} \quad (2.70)$$

mit der an das elektrische Netz abgegebenen elektrischen Energie und der Differenz der Wasserstoffmenge im Tank für den Zeitraum  $t_0$  bis  $t_1$  definiert. In sogenannten *Well to wheel* und *Lifecycle* - Analysen [54] werden die Systemgrenzen noch deutlich weiter gesteckt und neben der Erzeugung, Transport, Lagerung und Konditionierung des Wasserstoffs auch die Produktion und die Entsorgung der Systeme und die damit verbundenen Wechselwirkungen mit dem System Erde abgeschätzt.

Zur Berechnung der Temperatur und des Drucks am Kathodenaustritt sind 0-dimensionale Bilanzmodelle oft nicht ausreichend, da die Druckdifferenz zwischen Kathodenein- und ausgang von der Geometrie und die Temperatur von einer Vielzahl wechselwirkender Phänomene sowie der Art der Kühlung und der Stromführung der Kühlkanäle abhängig ist. Die Berechnung und Messung der Temperaturverteilung innerhalb einzelner Brennstoffzellen [22], [39] als auch für Brennstoffzellenstapel ist Gegenstand der aktuellen Forschung [24]. Als Beispiel sei hier eine zu geringe Druckdifferenz auf der Kathodenseite angeführt, wodurch wie von Staeck [78] beschrieben, flüssiges Produktwasser nicht ausgetragen wird und einen Gaskanal blockiert. Dadurch werden Teile der Zelle unterversorgt, wodurch die elektrochemische Reaktion abgeschwächt wird. Wird die Kühlung nicht reduziert, führt dies zu einer Absenkung der Temperatur in der Zelle und zu Verstärkung der Kondensation und Wasserakkumulation. Allgemein wird für PEM-Brennstoffzellen ein Betriebstemperaturbereich von 45 °C bis 80 °C angegeben (vgl. [74], [24], [54], [38], [62]).



## 3 Stand der Technik

In den folgenden Unterkapiteln wird der aktuelle Stand der Technik für die Bereiche der Ingenieurwissenschaften zusammengefasst, auf denen diese Arbeit aufbaut. Dies umfasst die Beschreibung von Anwendungsmöglichkeiten von PEM-Brennstoffzellensystemen in der Luftfahrt, unterschiedliche experimentelle und theoretische Arbeiten zur Kühlung *feuchter Luft* als auch die Druck- und Wärmeübergangskorrelationen, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden.

### 3.1 PEM-Brennstoffzellensysteme in der Luftfahrt

Für Anwendungen in der Luftfahrt werden drei Anwendungsbereiche (Haupt-, Hilfs-, Notaggregat) für PEM-Brennstoffzellensysteme diskutiert (vgl. [15], [63]). Ein von Airbus und dem Deutschen Luft- und Raumfahrtzentrum durchgeführtes Projekt zielt darauf ab, ein geringeres Gewicht und verbesserte Betriebseigenschaften im Vergleich zu der Staudruckturbine (engl. **Ram Air Turbine**) zu erreichen. Diese wird in herkömmlichen Flugzeugen an Bord eingesetzt, um die kinetische Energie des Flugzeuges in elektrische oder auch hydraulische Energie umzuwandeln, wenn die Versorgung des elektrischen und hydraulischen Netzes im Flug durch die entsprechenden Generatoren und Pumpen unterbrochen ist. Ein solches Notsystem darf nicht von der Kerosinversorgung abhängig sein. Die Inbetriebnahme muss unabhängig vom Betrieb der hydraulischen und elektrischen Netze erfolgen. Dies ist mit einem Brennstoffzellensystem möglich, wenn der Wasserstoff und Sauerstoff in Druckbehältern vorliegen, so dass die Reaktanten nach dem automatischen oder manuellen Öffnen der Ventile aufgrund von Druckgradienten zum Brennstoffzellensystem strömen. Laut Renouard-Vallet et al. [63] konnte im Juli 2007 mit dem Testflugzeug (ATRA A320) des DLR der erste erfolgreiche Test eines sogenannten *Emergency Power System* auf Basis eines PEM-Brennstoffzellensystems durchgeführt werden.

Ein weiterer Einsatzbereich wird derzeit im Bereich von Motorsegelflugzeugen erprobt, bei denen ein PEM-Brennstoffzellensystem die elektrische Leistung für den Antrieb bereit stellt. Boeing Research & Technology Europe hat eine Kleinflugzeug vom Typ *DA20* mit einem Hybridsystem aus Elektromotor, Brennstoffzellen- und Batteriesystem ausgestattet. Wie von Koehler [32] beschrieben, konnte während des Erstfluges im Februar nach dem Steigflug das Batteriesystem von der Stromversorgung getrennt werden und somit die erste bemannte Flugphase unter Antrieb eines Brennstoffzellensystems erfolgen. Großes Aufsehen erzielte 2009 das vom DLR in Zusammenarbeit mit der Lange Aviation GmbH entwickelte Forschungsflugzeug mit der Bezeichnung *Antares DLR-H2*, da es den ersten

bemannten Flug mit Start und Landung unter ausschließlicher Verwendung eines Brennstoffzellensystems absolvierte, wie von Rathke et al. [60] dokumentiert. Ein Einsatz für unbemannte Flugobjekte ist Gegenstand der Forschung und Entwicklung [48].

Als dritter Einsatzbereich wird der Einsatz zur Substitution der Hilfstriebwerke von Passagierflugzeugen untersucht (vgl. [15], [28], [58]). Diese Einheit aus einer Gasturbine und einem elektrischen Generator (engl. **Auxiliary Power Unit**) versorgt die Flugzeugsysteme mit elektrischer Leistung und Druckluft vor allem dann, wenn die Haupttriebwerke nicht im Betrieb sind. Die Integration eines Brennstoffzellensystems, das im Gegensatz zur APU Gleichstrom für das elektrische Netz bereitstellt und seine Abwärme nicht mit dem Abgas ohne weitere Kühlsysteme an die Umgebung abgeben kann, wirkt sich laut Grymlas [21] auf mehrere Flugzeugsysteme aus. Wird die APU durch ein Brennstoffzellensystem ersetzt um lediglich die elektrische Leistung bereitzustellen, so wird nach Pratt et al. [58] wahrscheinlich kein wirtschaftlicher Vorteil zu erzielen sein. Unter welchen Umständen die Verwendung der Abwärme, der sauerstoffarmen Abluft und des Produktwassers ökonomisch bzw. ökologisch sinnvoll sind, hängt von den getroffenen Annahmen und der Art der Integration in die Systemarchitektur des Flugzeugs und der Versorgungsinfrastruktur am Flughafen sowie von der Wasserstoffbereitstellung ab. Airbus begründet die Aktivitäten zur Einführung eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems mit den Zielen, die sich die Luftfahrtindustrie im Rahmen der ACARE 2020 Ziele [13] auferlegt hat. Wie von Renouard-Vallet et al. [63], Oehme und Kabelac [52], Grymlas et al. [21], Lüdders et al. [42], Vredenburg et al. [83] und Warncke et al. [85] beschrieben, ist die Einführung eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems an Bord von Passagierflugzeugen ein vielversprechender Ansatz, der zu einer Verringerung der Kohlenstoffdioxidemissionen und zu einer Reduzierung der Lärmemissionen am Flughafen führen kann. Die Auswirkungen der anthropogenen Kohlenstoffdioxidemissionen auf das Klima werden im IPCC-Sachstandsbericht [27] dokumentiert und erklärt. Die daraus abgeleiteten Handlungsvorschläge zur Einhaltung der Zwei-Grad-Obergrenze sehen umfassende Reduzierungen der CO<sub>2</sub>-Emissionen vor, die zu einen großen Anteil durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe entstehen.

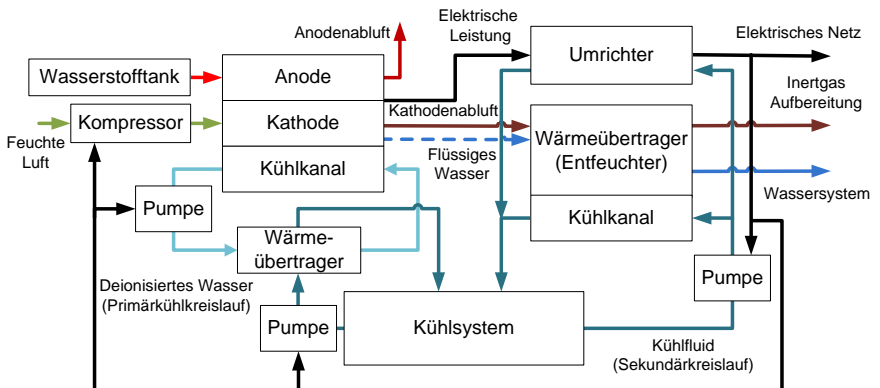
Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, reagiert der Wasserstoff mit dem Luftsauerstoff zu Wasser, wobei elektrischer Strom und Wärme erzeugt wird. Die sauerstoffarme Luft kann zur Inertisierung der Kraftstofftanks verwendet werden, wenn ihre Wasserbeladung weniger als 2 g/kg beträgt. Erfolgt die Trocknung der Luft durch partielle Kondensation, so kann das flüssige Wasser abgeschieden werden und dem Wassersystem im Flugzeug zugeführt werden. Daher muss Trinkwasserqualität gewährleistet werden, was bei der Materialwahl der Wasser berührenden Teile beachtet werden muss. An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass die Taupunktunterschreitung bei einem Druck von 1 bar Temperaturen von -7,8 °C

erfordern würde, um die geforderte niedrige Wasserbeladung der Kathodenabluft zu erreichen.

Eine Besonderheit ist die variable Zusammensetzung der trockenen Luft in Abhängigkeit der in Gl. (2.62) beschriebenen kathodenseitigen Stöchiometrie. Ihre Erhöhung führt einerseits zur Steigerung des elektrischen Wirkungsgrads der Brennstoffzelle, andererseits führt dies zu einer Erhöhung des Sauerstoffanteils im Kathodenabgas, wodurch die Inertgaseigenschaften eingeschränkt werden. Der maximal zulässige Sauerstoffanteil der getrockneten Luft beträgt 10,6 vol%, da dann in den Brennstofftanks kein explosionsfähiges Gasgemisch mehr entstehen kann.

In Abb. 3.1 ist ein Brennstoffzellensystem mit Kathodenluftentfeuchtung, bestehend aus einem Verdichter, einer Brennstoffzelle und einem Entfeuchter dargestellt. Das Ziel der übergeordneten Optimierung ist es, zunächst einen Parametersatz für eine Systemarchitektur zu finden, der den besten Kompromiss aus den Anforderungen nach einem möglichst geringen Gesamtsystemgewicht, einem hohen elektrischen Wirkungsgrad und niedrigen Druckverlusten vereinigt. Weitere Parameter wie Zuverlässigkeit, Wartbarkeit und jede Art von Kosten können ebenso eine Motivation für die Entwicklung einer bestimmten Systemarchitektur sein. Sie stellen jedoch keine Optimierungsparameter dar.

Die Untersuchung von einzelnen Komponenten und ihren Wechselwirkungen erfolgte im Rahmen des Forschungsprojekts *Kabinentechnologie und multifunktio-*



**Abb. 3.1:** Schema eines PEM-Brennstoffzellensystems mit Primär- und Sekundärkühlkreislauf für den Brennstoffzellenstapel und Wärmeübertrager zur Kathodenabluftentfeuchtung sowie dem Kühlsystem zur Übertragung der Abwärme an die Umgebung

*nale Brennstoffzelle.* Weitere Informationen dazu stellt das Bundesministerium für Bildung und Forschung [9] und der Verein HAMBURG AVIATION Luftfahrtcluster Metropolregion Hamburg e.V. [23] bereit. Im Folgenden sind wichtige Ergebnisse dieses Forschungsprojektverbundes, zu dem auch diese Arbeit zählt, zusammengefasst. Theoretische Untersuchungen hinsichtlich der kryogenen Wasserstoffspeicherung in Flugzeugen haben Mock et al. in [47] zusammengefasst. Insbesondere standen die pneumatische Ventilsteuerung mit der von der Flughöhe abhängigen Umgebungsdrücken und Temperaturen sowie die Simulation der Innendruck- und der Wasserstofftemperaturverläufe für unterschiedliche Füllstände, Tankgeometrien und Umgebungsbedingungen im Fokus der Forschungsarbeit. Die elektrische Integration des Brennstoffzellensystems in ein Passagierflugzeug und grundlegende Fragestellungen, die die Umstellung des elektrischen Netzes auf ein Hochspannungs-Gleichstromnetz betreffen, wurden im Rahmen der Arbeiten von Lücken [40] durchgeführt. Lücken, Kut et al. [41] zeigen, dass eine Netzspannung von  $\pm 540$  V den optimalen Kompromiss zwischen dem Systemgewicht und der Einhaltung der hohen Sicherheitsstandards des elektrischen Netz sowie seiner Effizienz darstellt. In experimentellen Untersuchungen mit einem an der Professur für Leistungselektronik an der Helmut Schmidt Universität Hamburg entwickelten Gleichspannungswandler konnte von Warncke, Lücken et al. [85] ein Leistungsgewicht von 5 kW/kg im Interleaved-Betrieb bis zu einer maximalen Leistung von 10 kW im Dauerbetrieb gezeigt werden. Untrennbar mit der Spannungswandlung ist in der Luftfahrt die Frage zur elektromagnetischen Verträglichkeit verknüpft. Kut, Lücken et al. [34] beschreiben die Vorteile einer integrierten Netz-, Umrichter- und Filterauslegung im Gegensatz zu der bisher im Entwicklungsprozess nachgelagerten Fragestellung zur elektromagnetischen Verträglichkeit. Das Konzept einer nichtlinearen modellprädiktiven Regelung eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems, dessen Betrieb sich entsprechend der Flugphase nach der geforderten elektrischen Leistung oder den geforderten Inertgasstrom richtet, wurde in theoretischen und experimentellen Arbeiten von Schultze et al. [69], [70] untersucht. Die systematische Auslegung und Bewertung hinsichtlich der thermischen Integration in die Flugzeugsystemarchitektur wird von Vredenburg et al. [83] beschrieben. Es wird gezeigt, wie auf Basis der *Design of Experiment*-Methode die Vielzahl der Kombinationsmöglichkeiten von Randbedingungen und Parametern reduziert werden kann, um mit möglichst wenig Berechnungsaufwand aussagekräftige Ergebnisse aus den Simulationen zu erhalten. Für die Modellbildung wurde von Vredenburg [82] eine MODELICA-Bibliothek erstellt, mit der ein multifunktionales Brennstoffzellensystem für Passagierflugzeuganwendung insbesondere hinsichtlich der thermischen Integration modelliert werden kann. Keim et al. [29] konnten im Rahmen ihrer experimentellen Arbeiten beim DLR zeigen, dass durch eine serielle Anordnung eines Wärmeübertragers, eines Wasserabscheiders und drei parallel geschalteter mit Silikat beschichteter Strukturen, die abwechselnd von heißer Regenerationsluft und der feuchten Brennstoffzel-

lenabluft (ODA) durchströmt werden, eine geforderte mittlere Wasserbeladung der Brennstoffzellenabluft von weniger als 2 g/kg erreicht werden kann.

### 3.2 Experimentelle Arbeiten zur Kühlung feuchter Luft

Der überwiegende Teil der Literatur zur experimentellen Kühlung von *feuchter Luft* beschreibt Versuche, deren Versuchsbedingungen den Verhältnissen der Kühlung von feuchter Umgebungsluft zur Klimatisierung von Aufenthalts-, Kühl- und Frachträumen sowie Passagierkabinen entsprechen. Die Lufttemperatur für diese Versuche beträgt etwa 27 °C mit einer relativen Luftfeuchte zwischen 50% und 90% am Lufteinlass, was den Bedingungen entspricht, bei denen die Verdampfer und Kondensatoren von Kälteanlagen betrieben werden und es gleichzeitig zur Kondensatbildung kommt. Die typischen Ablufttemperaturen eines PEM-Brennstoffzellenstapels liegen allerdings mit 45 °C bis 80 °C deutlich oberhalb der im Rahmen dieser Arbeiten untersuchten Zulufttemperaturen.

Eckels und Rabas [12] haben Versuche an Rohrrippenwärmeübertragern durchgeführt. Ihr Fokus liegt auf der Strömung des Wasserdampfs quer zur Hauptstromrichtung aufgrund der Kondensation. Diese Strömung wird in dieser Arbeit durch die Ackermann Korrektur [1] beschrieben. Vier unterschiedliche Rohrrippenwärmeübertrager werden unter Bedingungen, bei denen Verdampfer und Kondensatoren in Raumklimaanlagen betrieben werden, untersucht. Dabei wird ein isothermer, stationärer Kondensatfilm angenommen. Die Auswertung umfasst die Beschreibung und den Vergleich des Colburn-Faktors und der Wärmeübergangskoeffizienten für trockene Oberflächen und unter Entfeuchtungsbedingungen für unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten.

Umfangreiche Versuchsergebnisse für trockene Oberflächen und für Entfeuchtungsbedingungen, wobei zwischen Tropfen- und Filmkondensation unterschieden wird, wurden von McQuiston [43] für fünf unterschiedliche Rohrrippenwärmeübertrager mit runden Rohren und vier Rohrreihen in Luftstromrichtung veröffentlicht. Die auf Basis dieser Daten erstellten Korrelationen für den Wärmeübergang und Druckverlust [44] werden von Wang, Chi et al. [90] als die ersten erfolgreichen Korrelationen für Rohrrippenwärmeübertrager bezeichnet. Ein Teil der Daten wird im Rahmen dieser Arbeit zur Modellvalidierung verwendet.

Park und Jacobi [55] geben eine Zusammenfassung der am häufigsten zitierten Arbeiten zur Wärmeübertragung und zum Druckverlust auf der Außenseite von Rohrrippenwärmeübertragern mit Rund- und Flachrohren sowie typische Rippengeometrien. Es wird darauf hingewiesen, dass oft unklar ist, ob Entfeuchtungsbedingungen eine vollständige Benetzung der wärmeübertragenden Fläche impliziert und dass zwischen der trockenen Fläche und den unterschiedlichen Kondensationsformen unterschieden werden muss. Wie weiterhin angemerkt wird, ist dies aufgrund der Sichtverhältnisse und den fließenden Übergängen von der trockenen Oberfläche zum geschlossenen Film normalerweise nicht möglich. Die Messung der relativen Luftfeuchte nahe der Sättigung in einem strömenden Fluid

ist nicht gut realisierbar ist, da die dafür verwendeten Sensoren, sobald sie einmal mit flüssigem Kondensat benetzt sind, erst wieder einsatzfähig sind, wenn das flüssige Kondensat verdunstet ist. Das kann bei einer umgebenden Luft nahe der Sättigung sehr zeitaufwendig sein. Daher werden Versuche zur Kühlung *feuchter Luft* typischerweise mit relativen Lufteingangsfeuchten zwischen 80% und 90% durchgeführt.

In der Arbeit von Wang et al. [88] wurde zur Untersuchung eines Rohrrippenwärmeübertragers mit gewellten Rippen für alle Versuche eine relative Feuchte am Lufteinlass von 85% eingestellt und daraus eine Korrelation zur Berechnung des sensiblen Wärmeübergangs für Entfeuchtungsbedingungen angegeben, die den trockenen Teil der wärmeübertragenden Fläche mit einschließt.

Die experimentellen Untersuchungen von Wang et al. [87] an neun Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen und runden Rohren unter Entfeuchtungsbedingungen wurden für die relativen Luftfeuchten von 50% und 90% und 27 °C am Lufteinlass durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, dass der Wärmeübergang unabhängig von der relativen Luftfeuchte am Eingang ist. Dies widerspricht McQuiston [44], wobei Wang zeigt, dass diese Schlussfolgerung auf die Berechnung des Rippenwirkungsgrads für Entfeuchtungsbedingungen und nicht auf die Messergebnisse zurückzuführen ist. Ferner zeigen die Messungen von Wang et al., dass im Vergleich zu den Messungen mit trockenen Oberflächen der Wärmeübergang für  $Re_{da} < 2000$  geringer ist. Sie widersprechen damit Eckels und Rabas [12], die allerdings den Ackermann-Strom in den sensiblen Wärmeübergang einbeziehen. In allen von Park und Jacobi untersuchten Arbeiten führt die Bildung von Kondensat zu einer Erhöhung des Druckverlustbeiwerts. Experimentelle Untersuchungen zum Betrieb von Rohrrippenwärmeübertragern mit *feuchter Luft* mit Eingangstemperaturen oberhalb von 40 °C und Luftfeuchten zwischen 80% und 100% sind nicht bekannt.

Die Auswirkungen auf die Kondensation der *feuchten Luft* durch ionenimplantierte Oberflächen wurden von Rausch et al. [61] experimentell für die Anwendung in einer Flugzeugklimaanlage untersucht. Bei einer maximalen Zulufttemperatur von 45 °C und einer Wasserbeladung von 20,1 g/kg, was bei einem Druck von 2,5 bar einer relativen Luftfeuchte von 80% entspricht, konnte gezeigt werden, dass für die untersuchten Betriebspunkte der Wasserabscheidewirkungsgrad für die modifizierte Oberfläche stets 2%-Punkte oberhalb des Wertes für eine konventionelle Oberflächen liegt.

### 3.3 Korrelationen für Rohrrippenwärmeübertrager

Rohrrippenwärmeübertrager zeichnen sich durch sehr unterschiedliche wärmeübertragende Flächen aus. Insbesondere auf der Rohraußenseite führen die Sekundärflächen zu einer erheblichen Vergrößerung der wärmeübertragenden Fläche. Diese Sekundärflächen können sehr unterschiedliche Geometrien aufweisen, um den für die jeweilige Anwendung idealen Kompromiss für den Wärmeübergang



und den Druckverlust zu erreichen. Glatte Rippen zeichnen sich durch einen geringen Druckverlust, allerdings auch durch einen geringen Wärmeübergang, sowie geringen Fertigungskosten aus. Da ihre Geometrie durch wenige Parameter beschrieben werden kann und sie den einfachsten Fall für ein Rohr mit Sekundärflächen darstellen, sind Rohrrippenwärmeübertrager in der Literatur [75] häufig beschrieben. Um auf dem vorhandenen Wissen aufzubauen, wurde auch im Rahmen dieser Arbeit ein Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen für die experimentellen Arbeiten verwendet.

Korrelationen leiten sich entweder aus Messergebnissen oder umfangreichen Berechnungen ab, deren Bearbeitungsaufwand erheblich größer als die Auswertung der entsprechenden Korrelation ist. Die Anforderungen an eine Korrelation können sehr unterschiedlich sein. Solche, die zur manuellen Bearbeitung gedacht sind, sollten explizit und von wenigen Parametern abhängig sein. Korrelationen, die in Simulationsprogrammen verwendet werden, können viele Parameter enthalten, wenn dadurch ihre Gültigkeit und Genauigkeit gesteigert wird. Für Simulationsrechnungen ist wichtig, dass diese Korrelationen auch für Berechnungen, die nicht in ihrem Gültigkeitsbereich liegen, mathematisch definiert sind. Eine Korrelation kann als ein Modell der Messwerte bzw. der umfangreichen Berechnung betrachtet werden. Es muss also zwischen einer möglichst einfachen Berechnungsvorschrift mit einer geringeren Anzahl an Parametern und einer hohen Genauigkeit in einem großen Definitionsbereich, abgewogen werden. Eine umfangreiche Literaturübersicht hinsichtlich Druck- und Wärmeübergangskorrelationen für Rohrrippenwärmeübertrager geben Park und Jacobi [55].

Für die nachfolgenden Kapitel wird die Konvention vereinbart, dass die auf den äußeren Durchmesser bezogene Reynolds-Zahl  $Re_{d_a}$  für das äußere Fluid (*feuchte Luft*) und die auf den inneren Durchmesser bezogene Reynolds-Zahl  $Re_{d_i}$  für das innere Fluid (Kühlmittel) gilt (vgl. Gl. (3.3)). Die Rohrreihen sind stets versetzt zueinander angeordnet, wie in Abb. 3.2 dargestellt. Im Allgemeinen liegt die Einlasstemperatur der äußeren Seite 1 oberhalb der Einlasstemperatur der Seite 2.

#### 3.3.1 Wärmeübergang

Ob die Kondensation des Wasserdampfs zu einer Erhöhung oder einer Verringerung des übertragenden Wärmestroms beiträgt, hängt unter anderem von der Ansammlung und der Verblockung der wärmeübertragenden Flächen und damit von der Geometrie der Oberfläche ab. So führt die Anwendung der Korrelation von Wang und Chi [90] für trockene Oberflächen eines Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen zu einem geringeren Wärmeübergang als dies bei der Anwendung der entsprechenden Korrelation für Entfeuchtungsbedingungen ist. Dieses Verhältnis kehrt sich allerdings für die Anwendung auf gewellte Rippen um, wohingegen der Trend hinsichtlich des Druckverlusts einheitlich ist und die Anwendung der entsprechenden Korrelationen stets zu einem höheren Druckverlust unter Entfeuchtungsbedingungen führen.

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Wärmeübergangskorrelationen vorgestellt.

**Gnielinski** Für turbulente Strömungsbedingungen ( $Re_{di} > 2300$ ) einer einphasigen Rohrrinnenströmung gilt nach Gnielinski [18] für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_2 = \frac{\lambda_2}{d_i} \frac{\frac{\zeta_r}{8} Re_{di} Pr_2}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{\zeta_r}{8}} \left( Pr_2^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \quad (3.1)$$

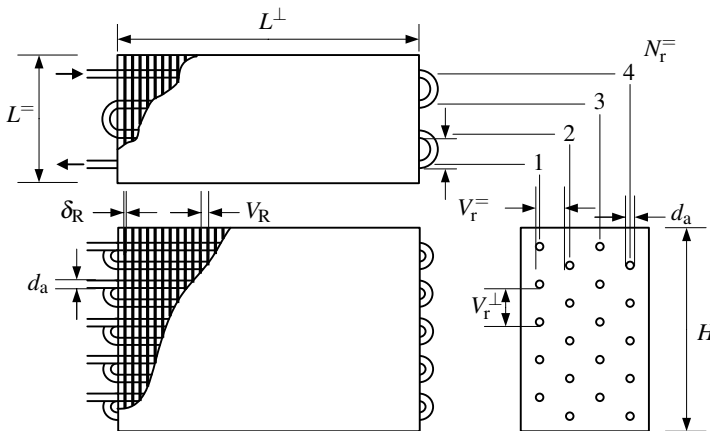
mit dem Druckverlustbeiwert für eine turbulente Rohrströmung nach Konakov [31]

$$\zeta_r = (1,8 \log_{10} Re_{di} - 1,5)^{-2} \quad (3.2)$$

und der Reynolds-Zahl

$$Re_{di} = \frac{w_2 d_{di} \rho_2}{\eta_2}. \quad (3.3)$$

**Wang et al.** Die Korrelationen für trockene Oberflächen und gerade Rippen von Wang et al. [90] aus Gl. (3.4) und Gl. (3.12) basieren auf Messungen mit 18 unterschiedlichen Rohrippenwärmeübertragern. Als Kühlmittel wurde stets Wasser verwendet, das innerhalb der Rohre den Wärmeübertrager durchströmte. Die Außenseite wurde mit Luft beaufschlagt. Die experimentellen Daten wurden



**Abb. 3.2:** Geometrische Parameter für einen Rohrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen und vier Rohrradien in Luftstromrichtung  $N_r^\perp = 4$ , fünf Rohrradien quer zur Luftstromrichtung  $N_r^\parallel = 5$  und der gleichen Anzahl von Durchgängen und Rohrradien  $N_r = N_D$

von Wang und Chi [89], Seshimo und Fikjii [72] sowie von Rich [64], [65] veröffentlicht, so dass die Gl. (3.4) zur Beschreibung des Wärmeübergangs auf 676 und die Gl. (3.12) zur Beschreibung des Fanning-Faktors auf 530 unterschiedlichen Messpunkten basiert. Die veränderlichen geometrischen Parameter sind der äußere Rohrdurchmesser  $d_a$ , der Rohrversatz in  $V_r^=$  und quer  $V_r^\perp$  zur Luftstromrichtung, der Rippenversatz  $V_R$ , der hydraulische Durchmesser auf der Außenseite  $d_h$  und die Anzahl der Rohrreihen in Luftstromrichtung  $N_r^=$ . Für den Colburn-Faktor gilt gemäß Wang

$$j_{tr} = \begin{cases} 0,108 Re_{d_a}^{-0,29} \left(\frac{V_r^\perp}{V_r^=}\right)^{\Phi_1} \left(\frac{V_R}{d_a}\right)^{-1,084} \left(\frac{V_R}{d_h}\right)^{-0,786} \left(\frac{V_R}{V_r^\perp}\right)^{\Phi_2} & \text{für } N_r^= = 1 \\ 0,086 Re_{d_a}^{\Phi_3} (N_r^=)^{\Phi_4} \left(\frac{V_R}{d_a}\right)^{\Phi_5} \left(\frac{V_R}{d_h}\right)^{\Phi_6} \left(\frac{V_R}{V_r^\perp}\right)^{-0,93} & \text{für } N_r^= \geq 1 \end{cases} \quad (3.4)$$

mit den Koeffizienten  $\Phi_1$  bis  $\Phi_6$

$$\Phi_1 = 1,9 - 0,23 \ln Re_{d_a} \quad (3.5a)$$

$$\Phi_2 = -0,236 + 0,126 \ln Re_{d_a} \quad (3.5b)$$

$$\Phi_3 = -0,361 - \frac{0,042 N_r}{\ln Re_{d_a}} + 0,158 \ln \left[ N_r \left(\frac{V_R}{d_a}\right)^{0,41} \right] \quad (3.5c)$$

$$\Phi_4 = -1,224 - \frac{0,076 \left(\frac{V_r^=}{d_h}\right)^{1,42}}{\ln Re_{d_a}} \quad (3.5d)$$

$$\Phi_5 = -0,083 + \frac{0,058 N_r}{\ln Re_{d_a}} \text{ und} \quad (3.5e)$$

$$\Phi_6 = -5,735 + 1,21 \ln \frac{Re_2}{N_r}. \quad (3.5f)$$

Der für die Korrelation benötigte hydraulische Durchmesser wird für die Außenseite mit Gl. (8.22) berechnet. Der Gültigkeitsbereich wird für die Reynolds-Zahl mit  $300 \leq Re_{d_a} \leq 20000$ , für den äußeren Rohrdurchmesser mit  $6,9 \text{ mm} \leq d_a \leq 13,6 \text{ mm}$ , für den hydraulischen Durchmesser mit  $1,3 \text{ mm} \leq d_h \leq 9,37 \text{ mm}$ , für den Rohrversatz quer zur Luftstromrichtung mit  $20,4 \text{ mm} \leq V_r^\perp \leq 31,8 \text{ mm}$ , für den Rohrversatz in Luftstromrichtung mit  $12,7 \text{ mm} \leq V_r^= \leq 32 \text{ mm}$ , für den Rippenversatz mit  $1,3 \text{ mm} \leq V_R \leq 8,7 \text{ mm}$  und für die Anzahl der Rohre mit  $1 < N_r \leq 6$  angegeben. Wang und Chi [89] beziehen die Reynoldszahl auf der Außenseite auf den Kragendurchmesser, so dass je nach Bauart die doppelte Rippendicke zum äußeren Rohrdurchmesser addiert werden muss. In den Gl. (3.4) bis Gl. (3.9a) wird die Kragendicke vernachlässigt und mit dem äußeren Rohrdurchmesser gerechnet.

Die von Park und Jacobi [55] aufgeführte Wärmeübergangsbeziehung zur Berechnung des luftseitigen Wärmeübergangs für glatte, mit Kondensatfilm benetzte

Rippen wurde von Wang et al. [87] aus Messdaten in Abhängigkeit der Gesamtfläche auf der Außenseite  $A_1$ , der äußeren Gesamtrohroberfläche  $A_r$  nach Gl. (8.17), der Rippendicke  $\delta_R$  und Rippenanzahl  $N_R$  sowie der Anzahl der Rohrreihen  $N_r$  abgeleitet. Für den Colburn-Faktor gilt

$$j_{fe} = \begin{cases} 0,29773 Re_{da}^{-0,364} \left(\frac{A_1}{A_r}\right)^{-0,168} & \text{für } N_r^- = 4 \\ 0,4 Re_{da}^{-0,468+0,04076 N_r^\perp} \left(\frac{A_1}{A_r}\right)^{0,159} (N_r^-)^{-1,261} & \text{für } 2 \geq N_r^- \leq 6 \end{cases} \quad (3.6)$$

mit der Reynolds-Zahl  $400 \leq Re_{da} \leq 5000$ , dem äußeren Rohrdurchmesser  $d_a = 10,23$  mm, dem Rohrreihenversatz quer zur Luftstromrichtung  $V_r^\perp = 25,4$  mm, dem Rohrreihenversatz in Luftstromrichtung  $V_r^- = 22$  mm, dem Rippenversatz  $1,82 \text{ mm} \leq V_R \leq 3,2$  mm und der Anzahl der Rohrreihen  $2 < N_r \leq 6$ . Wang et al. [86] geben folgende Korrelation zur Berechnung des Colburn-Faktors für einen Rohrrippenwärmeübertrager mit trockenen und gewellte Rippen (engl. Herringbone) an.

$$j_{tr} = \frac{1,201}{\left[ \ln \left( (Re_{da})^{\frac{A^0}{L^\perp H}} \right) \right]^{2,921}} \quad (3.7)$$

Der Gültigkeitsbereich wird für die Reynolds-Zahl mit  $300 \leq Re_{da} \leq 7000$ , für den äußeren Rohrdurchmesser mit  $d_a = 10,3$  mm, für den Rohrversatz quer zur Luftstromrichtung mit  $V_r^\perp = 25,4$  mm, für den Rohrversatz in Luftstromrichtung mit  $V_r^- = 19,05$  mm, für den Rippenversatz mit  $1,69 \text{ mm} \leq V_R \leq 3,53$  mm und für die Anzahl der Rohrreihen mit  $1 < N_r \leq 4$  angegeben.

Zur Berechnung des Wärmeübergangs der Luftströmung eines Rohrrippenwärmeübertragers mit gewellten Rippen bei Entfeuchtungsbedingungen haben Wang et al. [88] folgende Korrelation veröffentlicht. Die Parametrisierung der Wellen erfolgt durch die Wellenlänge  $L_{Welle}$  und der projizierte Wellenlänge  $L^P$ .

$$j_{fe} = 0,472293 Re_{da}^{\Phi_1} \left(\frac{V_r^\perp}{V_r^-}\right)^{\Phi_2} \left(\frac{L_{Welle}}{L^P}\right)^{\Phi_3} \left(\frac{L_{Welle}}{\delta_R}\right)^{\Phi_4} (N_r^-)^{-0,4933} \quad (3.8)$$

mit

$$\Phi_1 = -0,5836 + 0,2371 \left(\frac{\delta_R}{d_a}\right)^{0,55} (N_r^-)^0,34 \left(\frac{V_r^\perp}{V_r^-}\right)^{1,2} \quad (3.9a)$$

$$\Phi_2 = 1,1873 - 3,0219 \left(\frac{\delta_R}{d_a}\right)^{1,5} \left(\frac{L_{Welle}}{L^P}\right)^{0,9} (\ln Re_{da})^{1,22} \quad (3.9b)$$

$$\Phi_3 = 0,006672 \frac{V_r^\perp}{V_r^-} (N_r^-)^{1,96} \quad (3.9c)$$

$$\Phi_4 = -0,1157 \left(\frac{\delta_R}{d_a}\right)^{0,9} \ln(50/Re_{da}). \quad (3.9d)$$

Der angegebene Gültigkeit dieser Korrelation wird für die Reynolds-Zahl mit  $300 \leq Re_{d_a} \leq 3500$ , für den äußeren Rohrdurchmesser mit  $8,62 \text{ mm} \leq d_a \leq 10,38 \text{ mm}$ , für den Rohrversatz quer zur Luftstromrichtung mit  $1,3 \text{ mm} \leq V_r^\perp \leq 25,4 \text{ mm}$ , für den Rohrversatz in Luftstromrichtung mit  $19 \text{ mm} \leq V_r^\parallel \leq 22 \text{ mm}$ , für den Rippenversatz mit  $1,7 \text{ mm} \leq V_R \leq 3,1 \text{ mm}$ , für die Wellenlänge mit  $1,18 \text{ mm} \leq L_{\text{Welle}} \leq 1,58 \text{ mm}$  und für die Anzahl der Rohrreihen mit  $1 < N_r \leq 6$  angegeben.

**Gray und Webb** Gray und Webb [20] entwickelten folgende Korrelation zur Berechnung des Wärmeübergangs bei Rohrrippenwärmeübertragern mit vier Rohren und glatten, trockenen Rippen:

$$j_{\text{tr}}(N_r^\parallel = 4) = 0,14 Re_{d_a}^{-0,328} \left( \frac{V_r^\perp}{V_r^\parallel} \right)^{-0,502} \left( \frac{\delta_R}{d_a} \right)^{0,0312} \quad (3.10)$$

Mit der Erweiterung

$$j_{\text{tr}} = j_{\text{tr}}(N_r^\parallel = 4) \left( 0,99 \left[ 2,24 Re_{d_a}^{-0,092} \left( \frac{N_r}{4} \right)^{-0,032} \right]^{0,607(4-N_r)} \right) \quad (3.11)$$

wurde die ausschließlich für vier Rohrreihen gültige Korrelation in ihrer Gültigkeit auf acht Rohrreihen ausgedehnt. Weitere Grenzen der Anwendung sind die auf den äußeren Rohrdurchmesser bezogene Reynoldszahl für die Luftseite  $Re_a$  mit  $500 < Re_a < 24700$ , der dimensionslose Rohrversatz quer zur Luftstromrichtung mit  $1,97 < V_r^\perp/d_a < 2,55$ , der dimensionslose Rohrversatz in Luftstromrichtung  $1,7 < V_r^\parallel/d_a < 2,58$  und der dimensionslose Versatz der Rippen mit  $0,08 < V_R/d_a < 0,64$ .

### 3.3.2 Druckverlust

Im Rahmen dieser Arbeit werden eine Korrelationen von Wang et al. [90] und eine von McQuiston [44] zur Berechnung des Druckverlusts auf der Außenseite verwendet. Die Berechnung des Druckverlustbeiwerts für die turbulente Rohrströmung basiert auf Gl. (3.2) nach Konakov [31]. Der Einfluss von Rohrbögen wird durch die Methode von Miller [46] implementiert.

**Wang et al.** Die von Wang et al. [90] veröffentlichte Korrelation zur Berechnung des Druckverlustbeiwerts nach Fanning in Rohrrippenwärmübertragern wurde auch von Shah und Sekulić [73] übernommen. Für den Druckverlustbeiwert nach Fanning für gerade Rippen einer einphasigen Strömung gilt

$$f_{\text{tr}} = 0,0267 Re_{d_a} \Phi_1 \left( \frac{V_r^\perp}{V_r^\parallel} \right)^{\Phi_2} \left( \frac{V_R}{d_a} \right)^{\Phi_3} \quad (3.12)$$

mit den Koeffizienten  $\Phi_1$  bis  $\Phi_3$

$$\Phi_1 = -0,764 + 0,739 \frac{V_r^\perp}{V_r^\ominus} + 0,177 \frac{V_R}{d_a} - \frac{0,00758}{N_r} \quad (3.13a)$$

$$\Phi_2 = -15,689 + \frac{64,021}{\ln Re_{d_a}} \quad (3.13b)$$

$$\Phi_3 = 1,696 - \frac{15,695}{\ln Re_{d_a}}. \quad (3.13c)$$

Der Gültigkeitsbereich ist identisch zu dem der Wärmeübergangskorrelation aus Gl. (3.4).

Der Fanning Faktor unter Entfeuchtungsbedingungen wurde von Wang et al. [87] für relative Feuchten am Lufteinlass zwischen 50% und 90% bei 27 °C und Umgebungsdruck untersucht und wird gemäß

$$f_{fe} = 28,209 Re_{d_a}^{-0,5653} (N_r^\ominus)^{-0,1026} \left( \frac{V_R}{d_a} \right)^{-1,3405} \left( \frac{A_1}{U_r (L^\perp - N_R \delta_R) N_r} \right)^{-0,13343} \quad (3.14)$$

angegeben. Der Gültigkeitsbereich deckt sich ebenfalls mit dem der entsprechenden Wärmeübergangskorrelation aus Gl. (3.6).

**McQuiston** McQuiston [44] gibt folgende Vorschrift zur Berechnung des Druckverlustbeiwerts nach Fanning für Filmkondensation an.

$$f_{fe} = 4,904 \cdot 10^{-3} + 1,382(\Phi_1 \Phi_2)^2 \quad (3.15)$$

Die Reynolds-Zahl  $Re_{V_R}$  wird auf den Versatz der Rippen bezogen. Die Gleichungen für den ersten Koeffizienten

$$\Phi_1 = \left( 0,6 + Re_{V_R}^{-0,15} \right) \left( \frac{V_R}{\delta_R} \right)^{-3} \quad (3.16)$$

und den zweiten Koeffizienten

$$\Phi_2 = Re_d^{-0,25} \left( \frac{d_a}{2\Phi_3} \right)^{0,25} \left[ \frac{V_r^\perp - d_a}{4V_R(1 - V_R \delta_R)} \right]^{-0,4} \left[ \frac{V_r^\perp}{2\Phi_3} - 1 \right]^{-0,5} \quad (3.17)$$

mit der auf den äußeren Rohrdurchmesser bezogen Reynolds-Zahl  $Re_d$  und dem geometrischen Parameter

$$\Phi_3 = \frac{2 \frac{V_r^\perp V_r^\ominus}{\pi d_h} \frac{A^0}{HL^\perp}}{(V_r^\perp - d_a) V_R + 1} \quad (3.18)$$

sind in die Gl.(3.15) einzusetzen. Ihr Gültigkeitsbereich ist mit 9,4 mm bis 15,9 mm für den Außendurchmesser, mit 25,4 mm bis 50,8 mm für den Rohrreihenabstand, mit 1,8 mm bis 6,4 mm für den Rippenversatz, mit von 1 m/s bis 4,1 m/s für die Anströmgeschwindigkeit und mit 0,08 bis 0,24 für das Produkt aus  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  angeben.

**Miller** Die Rohre in Wärmeübertragern mit einem Durchgang sind durch  $180^\circ$ -Bögen miteinander verbunden. Der Druckverlust eines Rohrbogens übersteigt durch die Umlenkung den Druckverlust eines geraden Rohres von gleicher Länge bei identischen Randbedingungen. Nach Miller [46] ist der Widerstandsbeiwert eines Rohrbogens die Summe aus dem Widerstandsbeiwert eines geraden Rohres mit der Länge des Bogens und einen bogenspezifischen Widerstandsbeiwert, so dass für einen  $180^\circ$ -Bogen

$$\zeta_{B,ges} = \zeta_r(L = \pi d_B) + \zeta_B \quad (3.19)$$

mit

$$\zeta_B = \zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) F_B \quad (3.20)$$

gilt. Miller gibt die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwerts bei  $Re_{d_i} = 10^6$  vom Winkel des Bogens und dem Verhältnis aus dem Radius des Bogens, der durch die Hälfte der Rohrteilung in Luftströmrichtung beschrieben wird, und des Rohrinnehdurchmessers in Diagrammform an. Für einen Winkel von  $180^\circ$  konnte daraus folgendes Polynom gefunden werden:

$$\zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) = \sum_{i=0}^6 \Phi_{i+1} \left( \frac{V_r}{2d_i} \right)^i \quad (3.21)$$

mit den Koeffizienten aus Tab.8.5. Unter Vernachlässigung eines besonderen Einflusses der Rohrrauigkeit und der Rohrlänge stromabwärts des Bogens adaptiert der Korrekturfaktor  $F_B$  den Druckverlustbeiwert entsprechend des folgenden Schemas an die tatsächliche Reynolds-Zahl.

$$F_B = \begin{cases} \text{Gl. (3.22,1), wenn } 0,7 < \frac{V_r}{2d_i} < 1 \text{ oder } \zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) < 0,4 \\ \text{Gl. (3.23), wenn } \frac{V_r}{2d_i} < 1 \text{ und } \zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) \geq 0,4 \\ 2,2, \text{ wenn die Gl. (3.22,1) und Gl. (3.23) nicht gelten und } Re_{d_i} \leq 10^4 \\ \text{sonst Gl. (3.22,i) nach Tab. 3.1} \end{cases}$$

Der Korrekturfaktor kann bei Miller [46] und bei Shah und Sekulić [73] aus einem Diagramm abgelesen werden. Für die Modellierung wurde die folgende Gleichung bestimmt, um den Korrekturfaktor in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl zu beschreiben.

**Tab. 3.1:** Grenzwerte und Definitionsbereiche für Gl. (3.22,i)

Gl. (3.22,i)	$\frac{V_r^-}{2d_i}$	Definitionsbereich	$f(Re_{d_i} > Re_{\max})$
1	1	$1 \leq \frac{V_r^-}{2d_i} < 1,25$	$f(Re_{d_i} \geq 1,97 \cdot 10^5) = 1$
2	1,5	$1,25 \leq \frac{V_r^-}{2d_i} \leq 2$	$f(Re_{d_i} \geq 4,66 \cdot 10^5) = 1$
3	> 2	$2 < \frac{V_r^-}{2d_i}$	$f(Re_{d_i} \geq 10^7) = 0,65$

$$F_{B,i} = \Phi_1 + \frac{\Phi_2}{\Phi_3 + \Phi_4 \ln Re_{d_i}} + \Phi_5 \ln Re_{d_i} \quad (3.22)$$

Die Koeffizienten sind in Tab. 8.5 zusammengefasst. Mit der Gleichung

$$F_B = \frac{\zeta_B(Re_{d_i} = 10^6)}{\zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) - 0,2F_{B,1} + 0,2} \quad (3.23)$$

erfolgt die Berechnung des Korrekturfaktor aus Gl. (3.22,1) für  $\frac{V_r^-}{2d_i} < 1$  und  $\zeta_B(Re_{d_i} = 10^6) \geq 0,4$ . Weitere Hinweise zur Indizierung und zum Definitionsbereich sind der Tab. 3.1 zu entnehmen.

### 3.4 Berechnungsmethoden für Kühlvorgänge von feuchter Luft

Im folgenden Abschnitt werden drei integrale und eine lokale Methode zur Berechnung der Kühlung von *feuchter Luft* vorgestellt. Integrale Berechnungsmethoden reduzieren die räumlichen Dimensionen einer mathematischen Fragestellung durch geeignete Mittelwerte. Ein dreidimensionaler Wärmeübertrager kann zunächst durch die Verwendung von mittleren Temperaturen der Stoffströme an einem Ort und durch die Annahme einer reinen Gegenstromführung auf ein eindimensionales Problem zurückgeführt werden. Die Integration entlang dieser einen Raumrichtung führt zu den mittleren Potentialdifferenzen. Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, ist die Integration bei konstanten Parametern möglich. Kann das Problem nicht auf eine Raumrichtung zurückgeführt werden oder sind die Parameter nicht konstant, so sind numerische Verfahren anzuwenden. Die dafür notwendige Diskretisierung kann, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, in Form eines Zellenmodells durchgeführt werden. Die Erkenntnisse aus den numerischen Verfahren werden im Folgenden in eine integrale Berechnungsmethode durch die Verwendung von Näherungsgleichungen und Korrekturfaktoren überführt.

Auf die Methode von Threlkeld [35] wird in einer Vielzahl der bekannten Literaturstellen verwiesen (vgl. Pirompugd et al. [56], [57], Wang et al. [87], [90]). Sie basiert auf der logarithmischen Enthalpiedifferenz als treibendes Potential. Laut Wang et al. [87], [88],[90] und Wang und Chi [89] basiert die in ihren Arbeiten verwendete Methode zur Berechnung der Wärmeübergänge ebenfalls auf der von Threlkeld [35]. Da sich unter anderem die Berechnung der mittleren





führen. Nach Threlkeld gilt für den übertragenen Wärmestrom  $\dot{Q}$  bei der Kühlung von *feuchter Luft* in einem Wärmeübertrager

$$\dot{Q} = U A \Delta h_m \quad (3.24)$$

mit der mittleren logarithmischen Enthalpiedifferenz

$$\Delta h_m = \frac{(h'_1 - h_{S,1}(T'_2)) - (h''_1 - h_{S,1}(T''_2))}{\ln \frac{h'_1 - h_{S,1}(T'_2)}{h''_1 - h_{S,1}(T''_2)}}, \quad (3.25)$$

die von der spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft*  $h'_1$  und des Kühlmittels  $h''_1$  am Einlass sowie von den spezifischen Sättigungsenthalpien der *feuchten Luft* in Abhängigkeit der Kühlmittleintrittstemperatur  $h_{S,1}(T'_2)$  und der Kühlmittelaustrittstemperatur  $h_{S,1}(T''_2)$  abhängig ist. Die Fläche  $A$  wird der Summe aus Rippenoberfläche und äußerer Rohroberfläche gleichgesetzt. Der Wärmedurchgangskoeffizient für die Enthalpiemethode bei benetzten Oberflächen wird in [35] mit  $U$  eingeführt und hier ohne den Term zur Beschreibung von Fouling auf der Außenseite mit

$$U = \left[ \frac{A b}{A_2 \alpha_2} + \frac{b_1}{\left( \frac{c_{p,feL}}{c_{p,S}(T_1)} \alpha_{1,fe} + \frac{\delta_{\text{Film}}}{\lambda_{\text{Film}}} \right)} \left( \frac{1 - \eta_{R,fe}}{A_R - \eta_{R,fe}} + 1 \right) \right]^{-1} \quad (3.26)$$

angegeben. Für die mittlere Steigungen der Funktion der spezifischen Sättigungsenthalpie über die Temperatur in Abhängigkeit der mittleren Temperatur an der Phasengrenze zwischen dem Kondensatfilm und dem Gasstrom  $T_1$  gilt

$$b_1 = \frac{\partial h_S}{\partial T_1}. \quad (3.27)$$

Durch Linearisierung führt der Quotient der spezifischen Enthalpiedifferenz und der Temperaturdifferenz zu der mittleren Steigung  $b$

$$b = \frac{h_S(T_{W,m}) - h_S(\bar{T}_2)}{\bar{T}_W - \bar{T}_2}. \quad (3.28)$$

Der Zähler wird durch die Differenz der spezifischen Enthalpien von *feuchter Luft* im Sättigungszustand als Funktion der mittleren Wandtemperatur  $T_{W,m}$  und der aus der Eingangs- und Ausgangstemperatur des Kühlfluids arithmetisch gemittelten Temperatur  $\bar{T}_2$  gebildet. Da diese spezifischen Enthalpien als Hilfsgrößen verwendet werden und keine physikalische Entsprechung aufweisen, werden sie auch als fiktive Enthalpien bezeichnet. Die Differenz der mittleren Wandtemperatur und der mittleren Temperatur des Kühlfluids steht im Nenner.

Die Bedeutung der Steigung korreliert mit dem in Abschnitt 4.1 aufgegriffenen Gedanken zur scheinbaren spezifischen Wärmekapazität von *feuchter Luft* ohne

Kondensateinfluss. Eine Veranschaulichung der lokalen Steigung der spezifischen Temperatur im Sättigungszustand über die zugehörige Temperatur ist im rechten Diagramm in Abb. 6.1 gegeben. Der Rippenwirkungsgrad für zusammenhängende, benetzte Rippen kann mit

$$\eta_{R,fe} = \frac{\tanh\left(H_R \sqrt{\frac{\alpha_{1,fe}}{\lambda_R \delta_R}}\right)}{H_R \sqrt{\frac{\alpha_{1,fe}}{\lambda_R \delta_R}}} \quad (3.29)$$

berechnet werden, wobei  $\alpha_{1,fe}$  den Wärmeübergang an einer feuchten Oberfläche und  $H_R$  die äquivalente Rippenhöhe beschreibt. Außerdem schlägt Threlkeld vor, die Reynolds-Zahl der *feuchten Luft* mit der empirischen Beziehung

$$Re_{fe} = 4,6 Re_{tr}^{3/4} \quad (3.30)$$

zu berechnen, um so die Wärmeübergangskorrelationen für trockene Oberflächen auf benetzte Oberflächen zu adaptieren.

**Wang** Wang et al. [87] beschreiben eine Berechnungsmethode, die zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten aus eigenen experimentellen Daten angewendet wird. Der in der folgenden Gleichung eingeführte Korrekturfaktor  $F$  wird laut Wang et al. zur Anpassung an Strömungsführungen verwendet, so dass gilt:

$$\dot{Q} = U A F \Delta h_m \quad (3.31)$$

Da im weiteren Verlauf ihrer Arbeit der Faktor nicht wieder aufgegriffen wird, wird die Annahme  $F = 1$  getroffen. Die mittlere logarithmischen Enthalpiedifferenz wird in der Form

$$\Delta h_m = h'_1 + \frac{h'_1 - h''_1}{\ln\left(\frac{h'_1 - h_{S,1}(T''_2)}{h''_1 - h_{S,1}(T'_2)}\right)} - \frac{(h'_1 - h''_1)(h'_1 - h_{S,1}(T''_2))}{((h'_1 - h_{S,1}(T''_2)) - (h''_1 - h_{S,1}(T'_2)))} \quad (3.32)$$

angegeben. Für den Wärmedurchgangskoeffizienten für benetzte Oberflächen  $U$  gilt nach Wang et al.

$$U = \left[ \frac{A b_2}{A_2 \alpha_2} + \frac{A b_W \delta_{Rohr}}{\lambda_{Rohr} A_m} + \frac{\frac{c_{p,feL}}{c_{p,S}(T_1)} \alpha_{1,fe} + \frac{\delta_{Film}}{\lambda_{Film}}}{\frac{A_{Rohr,a}}{c_{p,S}(T_m, Film) A} + \frac{A_R \eta_R}{c_{p,S}(T_1) A}} \right]^{-1} \quad (3.33)$$

mit den linearisierten Steigungen der spezifischen Sättigungsenthalpie über die Temperatur

$$b_2 = \frac{h_S(T_{W_i,m}) - h_S(\bar{T}_2)}{T_{W_i,m} - \bar{T}_2} \quad (3.34a)$$

$$b_W = \frac{h_S(T_{W_a,m}) - h_S(T_{W_i,m})}{T_{W_a,m} - T_{W_i,m}} \quad (3.34b)$$

und  $c_{p,S}$  nach Gl. (4.9). Nach Threlkeld [35] wird die Steigung aus der Sättigungsenthalpie für die entsprechende Temperatur aus einem Diagramm abgelesen. Mit Abb. 6.1 wird gezeigt, dass diese Steigung durch die Gl. (4.9) beschrieben werden kann, wodurch die iterative Berechnung automatisiert werden kann. Wang et al. fassen die Interfacetemperaturen der Rippen  $T_{I_R}$  und der Rohrwand  $T_{I_{Rohr}}$  mit  $T_1$  zusammen. Zur Lösung des Gleichungssystems wird die mittlere spezifische Enthalpie in Abhängigkeit der mittleren Filmtemperatur der Rippen  $h_S(T_{m,Film,R})$  gemäß

$$h_S(T_{m,Film,R}) = \bar{h}_1 - \frac{c_{feL} \eta_{fe,R}}{c_{p,S}(T_{m,Film}) \alpha_1} \left( \frac{c_{p,feL}}{c_{p,S}(T_1) \alpha_{1,fe}} + \frac{\delta_{Film}}{\lambda_{Film}} \right)^{-1} \left[ 1 - UA \left( \frac{b_2}{\alpha_2 A_2} + \frac{\delta_{Rohr} b_W}{\lambda_{Rohr} A_{m,Rohr}} \right) \right] (\bar{h}_1 - h_S(\bar{T}_2)) \quad (3.35)$$

benötigt. Es wird angenommen, dass die mittlere spezifische Enthalpie der *feuchten Luft*  $\bar{h}_1$  das arithmetische Mittel der spezifischen Enthalpie am Luftein- und auslass darstellt. Die Wärmeübergänge, aus denen die Korrelationen in Gl. (3.6) und Gl. (3.8) aus Abschnitt 3.3.1 hervorgehen, wurden mit dieser Methode aus den Messdaten berechnet. Die Berechnung des Rippenwirkungsgrads für vollständig benetzte Rippen wird von Wang et al. [87] eingeführt und von Pirompugd et al. für teils trockene und teils benetzte Rippen durch die sogenannte *Circular Fin method* für glatte [56] und gewellte [57] Rippen weiterentwickelt. In ihrer Literaturübersicht führen Park und Jacobi [55] einen *Wet surface multiplier* ein und stellen dafür den Quellcode für den Engineering Equation Solver bereit. Dieser Faktor wird für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen durch den Quotienten der Gl. (3.6) von Wang et al. für benetzte Oberflächen und der Gl. (3.10) von Gray und Webb [20] zur Berechnung des Wärmeübergangs an trockenen Oberflächen gebildet.

**Zeller und Busweiler** Die Modellvorstellung für die Luftentfeuchtung durch Kühlung von Zeller und Busweiler [94] sieht eine Aufteilung in einen trockenen und feuchten Bereich vor. Wie in Abb. 3.3 gezeigt, ergibt die Summe der beiden jeweils einem Bereich zugeordneten integralen Wärmeströme den Gesamtwärmestrom.

$$\dot{Q}_{ges} = \dot{Q}_{tr} + \dot{Q}_{fe} \quad (3.36)$$

Laut Zeller und Busweiler ist für eine Kreuzgegenstromführung die Annahme einer reinen Gegenstromführung zulässig, so dass von einem Punkt ausgegangen werden kann, an dem die Taupunkttemperatur der *feuchten Luft* erreicht wird. Entsprechend werden die Temperaturen an dieser Stelle auf der Luftseite  $T_1^G$  und auf der Kühlmittelseite  $T_2^G$  als Grenztemperaturen und die spezifischen Enthalpien analog als Grenzenthalpien bezeichnet (vgl. Abb. 3.3). Für den Wärmestrom, der

im trockenen Teil des Wärmeübertragers übertragen wird gilt

$$\dot{Q}_{\text{tr}} = \dot{m}_1 \left( h_1^{*'} - h_1^{*G} \right) \quad (3.37)$$

mit der spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft* am Übergang von der trockenen Oberfläche zum benetzten Teil  $h_1^{*G}$  und

$$\dot{Q}_{\text{tr}} = (kA)_{\text{tr}} \Delta T_{\text{m}} \quad (3.38)$$

mit der logarithmischen Temperaturdifferenz als treibendes Potential analog zu Gl. (2.36)

$$\Delta T_{\text{m}} = \frac{(T_1' - T_2'') - (T_1^G - T_2^G)}{\ln \frac{T_1' - T_2''}{T_1^G - T_2^G}}. \quad (3.39)$$

Für den im benetzten Teil übertragenen Wärmestrom gilt

$$\dot{Q}_{\text{fe}} = (kA)_{\text{fe}} \frac{1}{c_{p1}^*} \Delta h_{\text{m}}^* \quad (3.40)$$

mit der auf die trockene Luft bezogenen spezifischen Wärmekapazität der Gasgemisches *feucht Luft*

$$c_{p,1}^* = c_{p,\text{trL}} + \bar{X} c_{p,\text{H}_2\text{O}}^g \quad (3.41)$$

und der mittleren logarithmischen Enthalpiedifferenz

$$\Delta h_{\text{m}}^* = \frac{(h_1^{*G} - h_{\text{W}}^{*G}) - (h_1^{*''} - h_{\text{W}}^{*G})}{\ln \frac{h_1^{*G} - h_{\text{W}}^{*G}}{h_1^{*''} - h_{\text{W}}^{*G}}}. \quad (3.42)$$

Die Grenzenthalpie der Kernströmung der *feuchten Luft* wird durch

$$h_1^{*G} = \frac{T_{\text{W}}^G - T_2'' + h_1^{*'} \frac{\dot{m}_1}{\dot{W}_2} + \Phi_1 h_{\text{W}}^{*G}}{\frac{\dot{m}_1}{\dot{W}_2} + \Phi_1} \quad (3.43)$$

mit dem Koeffizienten

$$\Phi_1 = \frac{\frac{1}{\alpha_1} \frac{1 - \frac{A_{\text{Rohr}} + \eta_{\text{R}} A_{\text{R}}}{A}}{A_{\text{Rohr}} + \eta_{\text{R}} A_{\text{R}}} \frac{c_{p1}^*}{b} + \frac{A \ln \frac{d_{\text{a}}}{d_{\text{i}}}}{2 \pi \lambda_{\text{Rohr}} L_{\text{Rohr}}} + \frac{A}{\alpha_2 A_2}}{\frac{c_{p1}^*}{\alpha_1}} \quad (3.44)$$

und mit der Grenzenthalpie an der Wand

$$h_{\text{W}}^{*G} = c_{p,\text{trL}} T_{1,\text{s}} + X_{\text{s}} \left( \Delta h_0^{\text{v}} + c_{p,\text{H}_2\text{O}}^g (T_{1,\text{s}} - T_0) \right) \quad (3.45)$$

beschrieben.

Die Grenztemperatur an der Wand auf der Luftseite  $T_W^G$  entspricht der Taupunkttemperatur der *feuchten Luft* am Eintritt  $T_{S,1}'$ :

$$T_W^G = T_{S,1}' \quad (3.46)$$

Die Grenztemperaturen der Kernströmung und die Grenztemperatur des Kühlmittels geben Zeller und Busweiler mit

$$T_1^G = T_1' - \frac{h_1^{*'} - h_1^{*G}}{c_{p, \text{trL}} + X_1' c_{\text{pH}_2\text{O}}^g} \quad (3.47a)$$

$$T_2^G = T_W^G - \Phi_1 \dot{W}_2 (h_1^{*G} - h_W^{*G}) \quad (3.47b)$$

an. Die Steigung der Sättigungslinie kann insbesondere für geringe Temperaturdifferenzen und in Bereichen mit geringen Änderungen der Steigung durch die Linearisierung gemäß

$$b = \frac{h_W^{*G} - h_{s,1}^{*''}}{T_W^G - T_1''} \quad (3.48)$$

berechnet werden. Eine alternative Berechnungsform ist auf Basis der Antoine-Gl. (2.2) möglich

$$b_{\text{Ant}} = c_{p, \text{trL}} + X_s c_{\text{pH}_2\text{O}}^g + 3,7 X_s (0,622 + X_s) \cdot \frac{1799,7}{\left(\frac{T_{S,1}'}{\text{K}} - 34,42\right)^2} \left(\Delta h_0^v + c_{\text{p,H}_2\text{O}}^g\right). \quad (3.49)$$

Der Verlauf von Gl. (3.49) ist in Abb. 4.1 über die Temperatur dargestellt. Wird der gesamte Wärmeübertrager unterhalb des Taupunkts betrieben und kann die Strömungsführung durch eine reine Gegenstromführung angenähert werden, so gilt für die mittlere logarithmische Enthalpiedifferenz

$$\Delta h_m^* = \frac{\left(h_{s,1}^{*'} - h_{s,W}^{*'}\right) - \left(h_{s,1}^{*''} - h_{s,W}^{*''}\right)}{\ln \frac{h_{s,1}^{*'} - h_{s,W}^{*'}}{h_{s,1}^{*''} - h_{s,W}^{*''}}}. \quad (3.50)$$

Zur Schließung des Gleichungssystems wird folgende Gleichung zur Berechnung der Temperatur am Luftaustritt benötigt, die von Zeller und Busweiler [94] mit

$$T_1'' = T_{m,W} + (T_1' - T_{m,W}) e^{-\frac{A \alpha_1}{\dot{m}_{\text{trL}} c_{p, \text{feL}}^*}} \quad (3.51)$$

angegeben wird. Dieser Methode liegen die Annahmen zugrunde, dass für die Lewis-Zahl  $Le = 1$  gilt und dass die Verminderung des Wärmedurchgangs durch den Kondensatfilm und die Erhöhung des Wärmeübergangs der Luftseite durch die vergrößerte Turbulenz sich ausgleichen, so dass der Wärmeübergang auf der Luftseite weiterhin mit dem Wärmeübergangskoeffizienten für trockene Oberflächen berechnet werden kann.

**Baehr, Stephan und Sievers** Die Filmkondensation eines binären Gemisches mit Inertgas wurde von Fullarton und Schlünder [16] analog zu Baehr und Stephan [5] beschrieben. In der Neuauflage des VDI-Wärmeatlas wird der entsprechende Abschnitt von Numerich [51] in einer überarbeiteten und gekürzten Version aufgeführt. Der folgende Abschnitt orientiert sich am Vorgehen von Baehr und Stephan. Wird eine ideale Mischung aus einem Inertgas (trockene Luft) und einem kondensierenden Gas (Wasserdampf) gekühlt, so gilt für den Wärmestrom an die Wand

$$\dot{Q} = \dot{m}_{\text{kond}} \Delta h^{\vee}(T) + \alpha_1^* A (T_1 - T_1). \quad (3.52)$$

Die beiden Summanden beschreiben den durch Konvektion übertragenden und den durch die Kondensation entstandenen Wärmestrom. Dieser Gesamtwärmestrom wird durch die Wand an das Kühlmittel übertragen. Für den Kondensatmassenstrom gilt

$$\dot{m}_{\text{kond}} = \rho_{\text{feL}} \beta_{\text{feL}} A \ln \left( \frac{p_{\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O,S}}(T_1)}{p_{\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O}}} \right) \quad (3.53)$$

unter der Annahme einer einseitigen Diffusion von der Kernströmung an die Filmoberfläche sowie idealer Gaseigenschaften. Der Transport von Energie durch den Stoffstrom aus der Kernströmung mit einer höheren Temperatur an den Kondensatfilm mit einer niedrigeren Temperatur wird durch die sogenannte Ackermann-Korrektur [1] berechnet. Dies wird in Gl. (3.52) durch den modifizierten Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_1^* = \alpha_1 \frac{\frac{-c_{p,\text{feL}} |\dot{m}_{\text{kond}}|}{\alpha_1 A_1}}{\exp \left( \frac{-c_{p,\text{feL}} |\dot{m}_{\text{kond}}|}{\alpha_1 A_1} \right) - 1} \quad (3.54)$$

berücksichtigt. Während Baehr und Stephan [5] unter Verwendung der Lewisschen Beziehung

$$\beta_{\text{feL}} = \frac{\alpha_1}{\rho_{\text{feL}} c_{p,\text{feL}}} Le^{-2/3} \quad (3.55)$$

ihren Fokus an dieser Stelle auf die Temperatur an die Filmoberfläche (Interface) richten, wird hier analog zum Vorgehen von Sievers [75] durch Einsetzen der Gl. (3.53), (3.54) und (3.55) in die Energiebilanz aus Gl. (3.52) die Gleichung

$$\dot{Q} = \left[ \alpha_1^* (T_1 - T_1) + \frac{\alpha_1 \Delta h^{\vee}(T_1)}{c_{p,\text{feL}} Le^{2/3}} \Delta p_{\text{H}_2\text{O,m}} \right] A_1 \quad (3.56)$$

für den Gesamtwärmestrom  $\dot{Q}$  angegeben. Basierend auf dieser Gleichung stellt Sievers [75] ein diskretes Zellenmodell auf und kann so diese lokal gültige Berechnungsmethode auf einen gesamten Wärmeübertrager anwenden. Laut Sievers sind für hohe Wasserbelastungen zahlreiche Annahmen, die für geringe

Wasserbeladungen getroffen werden können, nicht zulässig. Insbesondere gilt dies für die Lewis-Zahl, deren Wert häufig mit 1 angenommen wird. Für eine laminar, längsangeströmte ebene Platte kann die von Baehr und Stephan [5] aufgeführte Stefan-Korrektur angewendet werden, wenn der konvektive Massenstrom nicht vernachlässigbar gering ist. Für die turbulente Durchströmung eines Wärmeübertragers finden empirische Modelle, wie das von Sievers [75] angeführte Modell von Fuller et al. [17] und Wilke und Lee [92] Anwendung. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Modell aus Gl.(4.68) speziell für Rohrrippenwärmeübertrager von Xia et al. [93] verwendet.



## 4 Modellbildung

Nach Cellier [10] ist das Ziel eines Ingenieurs nicht darauf beschränkt gegebene System zu modellieren, sondern diese System auch zu verbessern. Modelle können also auch dazu dienen das Verhalten von nichtexistenten Systemen zu untersuchen, um deren Verhalten zu prognostizieren. Im Folgenden wird ein Wärmeübertrager mit zwei unterschiedlichen Methoden modelliert.

Die erste Methode sieht eine örtliche Diskretisierung des Wärmeübertragers in zwei Dimensionen durch ein Zellenmodell vor. Es ermöglicht die Berechnung des Verhaltens eines Wärmeübertragers für unterschiedliche Stromführungen bei einem vorgegebenen Übertragungsfaktor.

Die zweite Methode wird hier als physikalische Modellierung bezeichnet. Sie zeichnet sich durch die Berechnung dynamischer, eindimensionaler Transportprozesse und die Verknüpfung unterschiedlicher physikalischer Disziplinen aus. Solche Disziplinen können u. a. die Elektrik, die Elektronik, die Hydraulik, die Stoff- oder die Wärmeübertragung sein. Wird der Übertragungsfaktor durch Wärmeübergangskorrelationen und mit den dafür notwendigen geometrischen Parameter bestimmt, liegt ein geometrisches, physikalisches Modell vor. Im Gegensatz führt die Vorgabe des Korrekturfaktors bzw. der Effektivität dazu, dass das Verhalten des Wärmeübertragers unabhängig von seiner geometrischen Ausprägung auf Basis der Erhaltungsgleichungen bestimmt wird. Dieser Modelltyp wird als Black-Box oder Verhaltensmodell bezeichnet.

Für beide Methoden erfolgt die Wärmeübertragung eindimensional durch die Wand quer zur Strömung. Die Geometrie basiert auf der eines Rohrippenwärmeübertragers, wobei die Rippen von einem idealen Gas-Dampf-Gemisch umströmt und die Rohre von einem inkompressiblen Kühlfluid durchströmt werden. Das Zellenmodell wird verwendet, um für ausgewählte Randbedingungen und Parameter, unterschiedliche Strömungsführungen auf Standardfälle zurückzuführen und mit den so erhaltenen Daten Korrelationen zu erstellen. Diese können dann für das physikalische Modell verwendet werden. Hier wird die Übertragungsfläche und der Wärmedurchgang unter Verwendung der geometrischen Parameter und der Strömungsbedingungen aus Korrelationen berechnet, wohingegen diese Größen für das Zellenmodell im Übertragungsfaktor zusammengefasst und vorgegeben werden. Während das Zellenmodell zeitunabhängig ist und folglich ausschließlich stationäres Verhalten berechnet werden kann, ermöglicht das physikalische Modell dynamische Simulationen.

### 4.1 Scheinbare spezifische Wärmekapazität von feuchter Luft

Im Folgenden wird eine Berechnungsmethode auf der Grundlage der Methode der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz vorgestellt, bei der eine örtliche Veränderung der Wärmekapazität zulässig ist. Die Ursache der Änderung der Wärmekapazität ist hier die Änderung der Stoffzusammensetzung eines binären idealen Gemisches durch partielle Kondensation. Als ein solches Dampf-Gas-Gemisch wird *feuchte Luft* betrachtet. Nachstehend wird die Idee zur Berechnung der spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft* aus Abschnitt 2.1 aufgegriffen und eine scheinbare spezifische Wärmekapazität der feuchten Luft bezogen auf die Masse der trockenen Luft eingeführt. Das Differential Gl. (2.13) der spezifischen Sättigungsenthalpien der *feuchten Luft* kann gemäß der Produktregel als

$$\begin{aligned} dh_S^*(T, X_S) = & c_{p,\text{trL}} dT + dX_S \Delta h_0^v + dX_S c_{\text{PH}_2\text{O}}^g (T - T_{\text{TP}}) + X_S c_{\text{PH}_2\text{O}}^g dT \\ & + c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}} (X dT - dX_S (T - T_{\text{TP}}) - X_S dT) \end{aligned} \quad (4.1)$$

geschrieben werden. Für die scheinbare spezifische Wärmekapazität der *feuchten Luft* gilt analog zur allgemeinen Definition

$$c_{p,S,\text{loc}}^* := \left( \frac{\partial h_S^*}{\partial T} \right)_p. \quad (4.2)$$

Ist  $\partial T \leq 0$  nicht erfüllt, gilt die hier gegebene Definition nur, wenn flüssiges Kondensat vorliegt, um in die Gasphase zu verdunsten, also  $X > X_S(T)$  ist. Die partielle Ableitung der spezifischen Enthalpie nach der Temperatur folgt aus Gl. (4.1) unter der Annahme konstanter spezifischer Wärmekapazitäten

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial h_S^*}{\partial T} \right)_p = & c_{p,\text{trL}} + c_{\text{PH}_2\text{O}}^g \left( X_S + (T - T_{\text{TP}}) \left( \frac{\partial X_S}{\partial T} \right)_p \right) + \Delta h_0^v \left( \frac{\partial X_S}{\partial T} \right)_p \\ & + \underbrace{c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}} \left( X - \left( X_S + \left( \frac{\partial X_S}{\partial T} \right)_p (T - T_{\text{TP}}) \right) \right)}_{\text{Kondensat}}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Basierend auf der Gl. (2.3) zur Beschreibung der Dampfdruckkurve von Wasser von Pruss und Wagner [59] gilt für die scheinbare spezifische Wärmekapazität eines gesättigten idealen Dampf-Gas-Gemisches bei Verringerung der Temperatur

$$\begin{aligned}
 c_{p,S,\text{loc,kond}}^*(T, p, X') &= c_{p,\text{trL}} + \frac{R_{\text{trL}} p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}}{R_{\text{H}_2\text{O}} (p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T})} \\
 &\quad \left( c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}} \left( X' \frac{R_{\text{H}_2\text{O}} (p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T})}{R_{\text{trL}} p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}} - 1 \right) + c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}} (T - T_{\text{TP}}) \right) \\
 &\quad \left( (T_{\text{krit}} A/T^2 + B/T) + \frac{p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T} (T_{\text{krit}} A/T^2 + B/T)}{p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}} \right) \\
 &\quad + c_{\text{PH}_2\text{O}}^{\text{g}} - \left( \Delta h_0^{\text{v}} + c_{\text{PH}_2\text{O}}^{\text{g}} (T - T_{\text{TP}}) \right) (T_{\text{krit}} A/T^2 + B/T) \\
 &\quad \left( 1 + \frac{p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}}{p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}} \right)
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

mit der idealen Gaskonstante der trockenen Luft als

$$R_{\text{trL}} = R_{\text{O}_2} \xi_{\text{O}_2}^* + R_{\text{N}_2} \xi_{\text{N}_2}^* \tag{4.5}$$

Wird der Einfluss des Kondensats vernachlässigt, also der entsprechend gekennzeichnete Term in Gl. (4.3) zu null gesetzt, so gilt:

$$\begin{aligned}
 c_{p,S,\text{loc}}^*(T, p) &= c_{p,\text{trL}} + \frac{R_{\text{trL}} p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}}{R_{\text{H}_2\text{O}} (p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T})} \\
 &\quad \left( c_{\text{PH}_2\text{O}}^{\text{g}} - \left( \Delta h_0^{\text{v}} + c_{\text{PH}_2\text{O}}^{\text{g}} (T - T_{\text{TP}}) \right) (T_{\text{krit}} A/T^2 + B/T) \right) \\
 &\quad \left( 1 + \frac{p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T}}{(p - p_{\text{krit}} e^{T_{\text{krit}} A/T})} \right)
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

mit dem Term aus der Dampfdruckkurve nach Pruss und Wagner und dessen Ableitung

$$A = \sum_{i=1}^6 a_i \left( 1 - \frac{T}{T_{\text{krit}}} \right)^{n_i} \tag{4.7}$$

$$B = \sum_{i=1}^6 a_i n_i \left( 1 - \frac{T}{T_{\text{krit}}} \right)^{n_i-1} \tag{4.8}$$

sowie den zugehörigen Koeffizienten aus Tab.2.1. Die Umrechnung von der auf die Masse der trockenen Luft bezogenen spezifischen Wärmekapazität auf die Masse

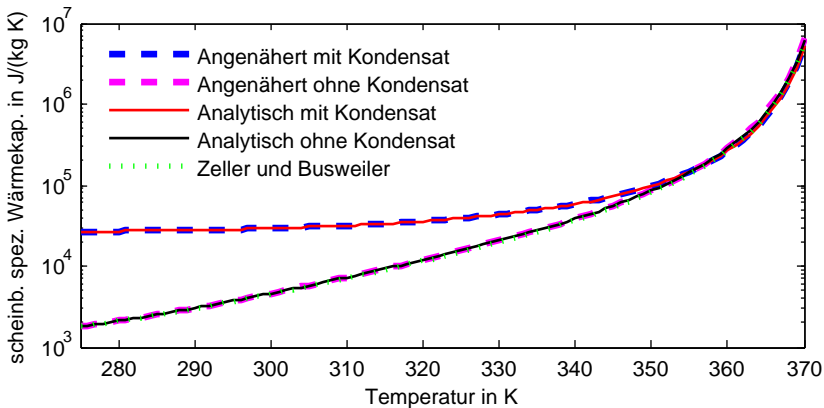
der *feuchten Luft* erfolgt allgemein mit

$$c_p(T) = \frac{c_p^*(T)}{X_s + 1}. \quad (4.9)$$

Zur Plausibilitätsüberprüfung der Gl. (4.4) und (4.6) wird die partielle Ableitung der Wasserbeladung der *feuchten Luft* im gesättigten Zustand durch Linearisierung in der Umgebung der Temperatur durch

$$\left( \frac{\partial X_s}{\partial T} \right)_p \approx \frac{\Delta X_s}{\Delta T} = \frac{X_s(T + 0,5 \text{ K}) - X_s(T - 0,5 \text{ K})}{1 \text{ K}} \quad (4.10)$$

angenähert, so dass Gl. (4.3) mit der Wasserbeladung nach Gl. (2.6) mit  $\varphi = 1$  für den gesättigten Zustand berechnet werden kann. Der Verlauf der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität für *feuchte Luft* mit  $T_s = 370 \text{ K}$  ist für die analytische Methode und für die Annäherung in Abb. 4.1 für einen Druck von 1 bar dargestellt. Zusätzlich ist der Verlauf der in Gl. (3.49) als  $b_{\text{Ant}}$  bezeichneten Variable für die Beschreibung der Änderung der spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft* nach der von Zeller und Busweiler [94] beschriebenen Methode für den identischen Bereich eingetragen worden. Wird der Kondensatterm berücksichtigt, kennzeichnet dies die Kondensatabfuhr bei der lokalen Sättigungstemperatur. Eine Adaptierung auf andere Gas-Dampf-Gemische ist durch Verwendung der entsprechenden idealen Gaskonstanten und Koeffizienten möglich, wenn die Dampfdruckkurve der kondensierenden Komponente durch eine Funktion des *Wagner-Typs* beschrieben werden kann. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.



**Abb. 4.1:** Verlauf der in Gl. (4.4) und (4.6) eingeführten scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten von *feuchter Luft* in Abhängigkeit der Temperatur für  $T_s = 270 \text{ K}$  und  $p = 1 \text{ bar}$ ; Vergleich mit der Gl. (2.2) von Zeller und Busweiler [94]

## 4.2 Zellenmodell

Die Zellenmethode wird von Rötzel und Spang [66] für Berechnungen von Wärmeübertragern empfohlen, wenn keine analytische Lösung zur Bestimmung der unbekannt Zustandsgrößen am Ein- und Ausgang und des übertragenden Wärmestroms existiert. Sie kann außerdem angewendet werden, wenn besondere Effekte berücksichtigt werden müssen, die die Gültigkeit der analytischen Lösungen beschränken. Die partielle Kondensation des Wasserdampfs der *feuchten Luft* und die damit einhergehende starke Änderung des Wärmekapazitätsstroms bzw. der mittleren spezifischen Wärmekapazität widerspricht der Annahme konstanter Wärmekapazitätsströme, die getroffen wird, um aus Gl.(2.34) die Lösung für die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz in Gl.(2.36) zu erhalten. Eine einzelne Zelle beschreibt einen vollständigen Wärmeübertrager im stationären Zustand mit kalter und warmer Seite sowie der diathermen Wand. Durch die Unterteilung des Wärmeübertragermodells in mehrere Zellen können verschiedene Stromführungen auf Standardfälle zurückgeführt werden. Im Folgenden wird eine Methode zur Berechnung der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz für die Gegenstromführung bei partieller Kondensation des Wasserdampfs von *feuchter Luft* beschrieben. Durch die entsprechende Verknüpfung möglichst vieler einzelner Zellen, die je einen Gegenstromwärmeübertrager mit partieller Kondensation beschreiben, kann näherungsweise das thermische Verhalten unterschiedlicher Kreuzstromwärmeübertrager berechnet werden. Der daraus folgende Datensatz basiert auf den ausgewählten Parametern und Randbedingungen und bildet die Grundlage für Näherungsgleichungen zur Berechnung eines Korrekturfaktors für die mittlere Temperatur der *feuchten Luft* und für die mittlere treibende Temperaturdifferenz. Da die Auswertung dieser Korrelationen einen deutlich geringeren Aufwand erfordert als die Berechnung der Zustandsgrößen mit dem Zellenmodell, können diese Gleichungen in Simulationsmodellen, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, verwendet werden. Jedoch ist ihre Gültigkeit auf den verwendeten Parameterraum beschränkt. Ferner wird ein Zellenmodell erstellt, das der Stromführung des Wärmeübertragers aus den Versuchen in Abschnitt 5 entspricht. Da in den Versuchen die Eingangsbedingungen stets ungesättigt sind, wird das Zellenmodell entsprechend der durchgeführten Versuchsbedingungen angewendet und individuell für jeden durchgeführten Versuch der im folgenden Abschnitt eingeführte Korrekturfaktor  $F^+$  wie auch der Faktor zur Berechnung der mittleren Temperatur der *feuchten Luft*  $\theta$  bestimmt und für die Validierung des geometrischen Modells verwendet.

### 4.2.1 Methode

Im Folgenden wird zunächst auf die Berechnung der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz für *feuchte Luft* innerhalb einer einzelnen Zelle eingegangen. Diese kann auch als eigenständiger Wärmeübertrager im Gegenstrom betrachtet werden. Im Gegensatz zu der in Abschnitt 2.2 gegeben Gl.(2.33a) mit einer konstanten mittleren spezifischen Wärmekapazität  $c_{p,1}$  wird hier die scheinbare

spezifische Wärmekapazität der *feuchten Luft*  $c_{p,S,loc,kond}^*$  als Funktion der Temperatur verwendet:

$$dT_1 = -(T_1 - T_2) \frac{kA}{c_{p,S,loc,kond}^* \dot{m}_{trL}} \frac{dz}{L} \quad (4.11)$$

Die Differentialgleichungen Gl. (2.33b) und Gl. (4.11) werden unter Verwendung des Differentialgleichungslösers *ode113* mit MATLAB berechnet, wobei für jeden differentiellen Schritt die lokale scheinbare spezifische Wärmekapazität der *feuchten Luft* in einer Unterfunktion berechnet wird. Für eine Stützstelle zwischen  $z = 0$  und  $z = L$  gilt somit

$$c_{p,S,loc,kond}^* = f(X_{z=0}, T(z)), \quad (4.12)$$

mit der Annahme, dass zwischen dem Kondensat und der Gasphase Gleichgewichtsbedingungen vorliegen. Dabei sind der Druck der *feuchten Luft*  $p$ , die Wasserbeladung  $X$ , der Übertragungsfaktor  $kA$ , der Wärmekapazitätsstrom der kalten Seite  $\dot{W}_2$  und der Massenstrom der trockenen Luft  $\dot{m}_{trL}$  als konstante Parameter zu betrachten. Die Temperatur der *feuchten Luft*  $T_1(z = 0)$  und die Temperaturdifferenz  $\Delta T(z = 0)$  an der Stelle  $z = 0$  stellen vorzugebende Randbedingungen dar.

In den Abb. 4.2 und 4.3 sind beispielhaft die Lösungen der gekoppelten Differentialgleichungen durch die Temperaturverläufe der *feuchten Luft*  $T_1(z)$  und des Kühlfluides  $T_2(z)$  für unterschiedliche Massenströme bei sonst identischen Randbedingungen und Parametern dargestellt. Die vom Gleichungslöser verwendeten Stützstellen sind auf der Abszisse markiert. Sie geben ebenfalls die Orte für die Berechnung der lokalen, scheinbaren spezifischen Wärmekapazität der *feuchten Luft* nach Gl. (4.4) an. Die lokale Temperaturdifferenz  $\Delta T(z)$  ist auf der rechten Ordinate aufgetragen. Sie verläuft für die in Abb. 4.2 verwendeten Parameter monoton, wie dies auch bei konstanten Wärmekapazitätsströmen immer der Fall ist. Im Gegensatz dazu zeigt der Verlauf der lokalen Temperaturdifferenz für die in Abb. 4.3 verwendeten Parameter ein lokales Maximum an dem für das Verhältnis der Wärmekapazitätsströme  $C = 1$  gilt.

Wenn an der Stelle  $z = 0$  ungesättigte *feuchte Luft* vorliegt, wird die spezifische Wärmekapazität von  $z = 0$  bis zu der Stützstelle, für die  $X \geq X_s$  gilt, durch die massengewichtete Mittelung der spezifischen Wärmekapazitäten berechnet:

$$c_{p,rel}^* = \xi_{O_2}^* c_{p,O_2} + \xi_{N_2}^* c_{p,N_2} + X c_{p,H_2O} \quad (4.13)$$

Die Berechnung der gemittelten Temperaturdifferenz  $\Delta T_m^+$  erfolgt entsprechend der Definition aus Gl. (2.25), indem der Verlauf der Temperaturdifferenz  $\Delta T(z)$  durch ein Polynom approximiert wird, welches von  $x = 0$  bis  $x = L$  integriert und durch die Länge  $L$  dividiert wird. Analog zu Gl. (2.38) wird der Korrekturfaktor  $F^+$

unter Berücksichtigung der partiellen Kondensation für ein ideales Gas-Dampf-Gemisch durch

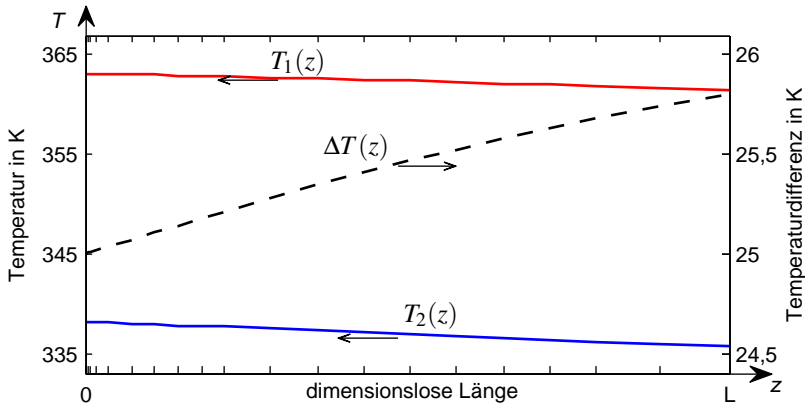
$$F^+ = \frac{\Delta T_m^+}{\Delta T_{m,GGS}} \quad (4.14)$$

definiert mit  $\Delta T_{m,GGS}$  analog zu Gl. (2.36)

$$\Delta T_{m,GGS} = \frac{(T_1(z=L) - T_2(z=L)) - (T_1(z=0) - T_2(z=0))}{\ln \frac{T_1(z=L) - T_2(z=L)}{T_1(z=0) - T_2(z=0)}}. \quad (4.15)$$

Die hier vorgestellte Methode führt zu einem Korrekturfaktor für das Beispiel eines reinen Gegenstromwärmeübertragers aus Abb. 4.2 von  $F^+ = 1,002$  und  $F^+ = 1,178$  für das Beispiel aus Abb. 4.3. Dies bedeutet, dass der Wärmestrom unter Entfeuchtungsbedingungen größer ist als bei dem entsprechenden einphasigen Fall mit reiner Gegenstromführung. Neben der Temperaturdifferenz werden die Temperatur  $T_1$  und die scheinbare spezifische Wärmekapazität  $c_{p,S,loc,kond}^*$  über die Länge  $L$  respektive der Fläche  $A$  analog zu Gl. (2.25) gemittelt, so dass hier

$$T_{m,1} = \frac{1}{L} \int_L T_1(z) dz \quad (4.16)$$



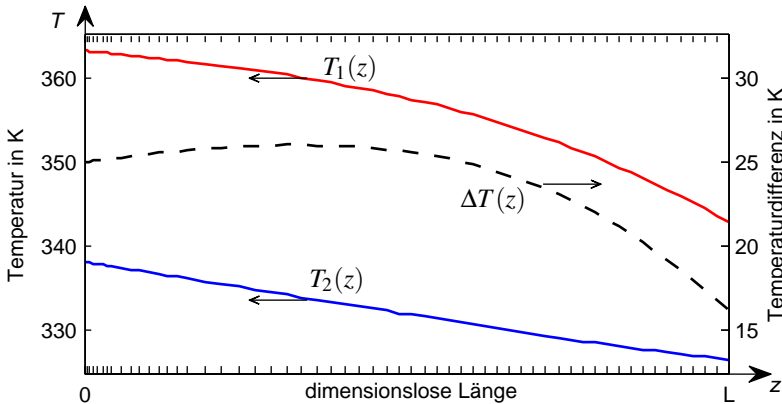
**Abb. 4.2:** Temperaturverläufe der *feuchten Luft* (1) und des Kühlmittels (2) sowie der Verlauf der Temperaturdifferenz für die Randbedingungen  $\Delta T(z=0) = 25$  K und  $T_1(z=0) = 363,15$  K und die Parameter  $p = 1$  bar,  $X = 1,465$ ,  $kA = 1200$  W/K,  $\dot{W}_2 = 12500$  W/K und  $\dot{m}_{trL} = 0,05$  kg/s für einen reinen Gegenstromwärmeübertrager mit den auf der Abzisse markierten Stellen, an denen die Unterfunktion zur Berechnung der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität von *feuchter Luft* aufgerufen wurde

und

$$c_{p,S,kond}^* = \frac{1}{L} \int_L c_{p,S,loc,kond}^*(z) dz \quad (4.17)$$

gilt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das thermische Verhalten von Kreuzstromwärmeübertragern mit einem Durchgang auf der Seite der *feuchten Luft* und ein bis vier Rohrreihen auf der Kühlmittelseite durch die Anwendung des Zellenmodells untersucht. Für die Kühlmittelseite wird zusätzlich zwischen den Strömungsführungen mit einem Durchgang oder der identischen Anzahl von Rohrreihen und Durchgängen unterschieden. Für die Seite der *feuchten Luft* kann zwischen *quervermischt*, was eher dem Strömungsverhalten ohne oder sehr kurzen Rippen entspricht, und *nicht quervermischt*, was dem Strömungsverhalten mit langen oder durchgehenden Rippen entspricht, unterschieden werden. Die verwendeten Parameter und Randbedingungen sind in Tab.4.1 aufgeführt. Da sich aus der Mischtemperatur der kalten Seite  $\bar{T}_2''$  für die Berechnungen mit einem Durchgang und mehreren Rohrreihen keine Randbedingung erstellen lässt, werden als Randbedingung die entsprechenden, berechneten Eingangstemperaturen der kalten Seite aus der Berechnung mit mehreren Durchgängen verwendet. Dadurch bleiben die Berechnungen untereinander vergleichbar, da sie einen konsistenten Satz aus Randbedingungen und Parametern aufweisen.



**Abb. 4.3:** Temperaturverläufe der *feuchten Luft* (1) und des Kühlmittels (2) sowie der Verlauf der Temperaturdifferenz für die Randbedingungen  $\Delta T(z=0) = 25$  K und  $T_1(z=0) = 363,15$  K und die Parameter  $p = 1$  bar,  $X = 1,465$ ,  $kA = 1200$  W/K,  $\dot{W}_2 = 2500$  W/K und  $\dot{m}_{trL} = 0,01$  kg/s für einen reinen Gegenstromwärmeübertrager mit den auf der Abzisse markierten Stellen, an denen die Unterfunktion zur Berechnung der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität von *feuchter Luft* aufgerufen wurde



**Tab. 4.1:** Wertebereich der Randbedingungen und Parameter zur Berechnung von gegensinnigen Kreuzgegenstromführungen mit einem Durchgang mit dem Zellenmodell

Randbedingung	Wertebereich	Einheit
Eingangstemperatur der <i>feuchten Luft</i> $T_1(z=0)$	50; 60; 70; 80; 90	°C
Temperaturdifferenz $\Delta T(z=0)$	5; 10; 15; 20; 25	K
Relative Feuchte $\varphi(z=0) \hat{=} X'_S$	1	1
Parameter		
Übertragungsfaktor $kA$	10; 50; 200; 600; 1200	W/K
Massenstrom der trockenen Luft $\dot{m}_{\text{trL}}$	1; 2; 3; 4; 5	$10^{-2}$ kg/s
Wärmekapazitätsstrom der kalten Seite $\dot{W}_2$	2,5; 5; 7,5; 10; 12,5	$10^3$ W/K
Druck $p$ der <i>feuchten Luft</i>	1	bar
Massenanteile $\xi_{\text{O}_2}^*$ und $\xi_{\text{O}_2}^*$ der trockenen Luft	0,245 und 0,755	1
Quervermischung der <i>feuchten Luft</i>	ja/nein	-
Anzahl der Rohrreihen der kalten Seite $N_r$	1 bis 4	1

Wie in den Abb. 4.4 und 4.5 dargestellt, wird im Rahmen dieser Arbeit eine Gleichverteilung der Stoffströme auf die einzelnen Zellen vorausgesetzt. Darüber hinaus weisen alle Zellen den gleichen Anteil des mittleren Gesamtübertragungsfaktors  $kA$  auf. Werden Stromführungen mit mehreren Durchgängen auf der kalten Seite berechnet, so wird der Wärmekapazitätsstrom  $\dot{W}_2 = c_2 \dot{m}_2$  auf die Rohre gleichverteilt. Unter der Annahme einer idealen Mischung wird die Mischungstemperatur am Kühlmittelauslass durch das arithmetische Mittel der einzelnen Ausgangstemperaturen  $T_{2,N_D}''$  nach

$$\bar{T}_2''(N_Z) = \frac{1}{N_Z} \sum_{i=1}^{N_Z^\perp} T_{2,i}'' \quad (4.18)$$

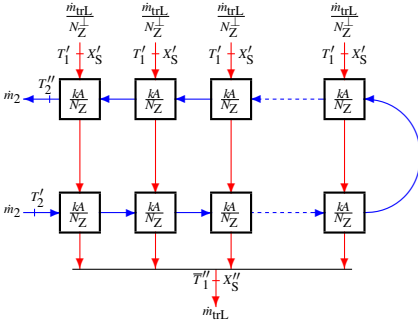
bestimmt. Für die Mischungstemperatur der *feuchten Luft* gilt bei Quervermischung nach jeder Zellenreihe in Luftstromrichtung und am Luftauslass unter der Annahme einer idealen Mischung mit einer Gleichverteilung des trockenen Luftmassenstroms

$$\bar{T}_1'' = \frac{\sum_{i=1}^{N_Z^\perp} h_i^* (T_{1,i}'', X_{S,i}'') - \bar{X}_S'' h_v(T_{\text{TP}})}{c_{\text{trL}} + \bar{X}_S'' c_{\text{H}_2\text{O}}^g + (X' - \bar{X}_S'') c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}}} \quad (4.19)$$

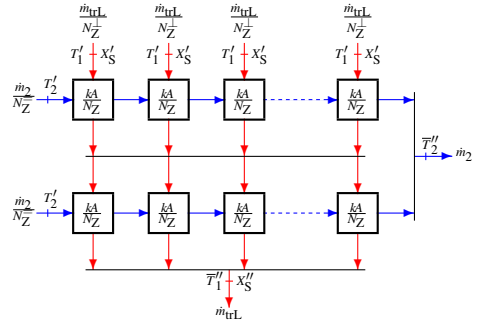
mit der mittleren Wasserbeladung am Zellenauslass  $\bar{X}_S''$

$$\bar{X}_S'' = \frac{1}{N_Z^\perp} \sum_{i=1}^{N_Z^\perp} X_{S,i}'' \quad (4.20)$$

Dieser Mittelwert für die Wasserbeladung der gemischten *feuchten Luft* kann geringfügig von der tatsächlichen Wasserbeladung der Mischung abweichen, da er einen linearen Verlauf der Sättigungslinie annimmt. Der Fehler wächst mit zunehmender Differenz der einzelnen Wasserbeladungen  $X_{S,i}''$ . In Luftstromrichtung wird der Wärmeübertrager mit einer Zelle pro Rohrreihe und quer zur Luftstromrichtung mit 50 Zellen diskretisiert.



**Abb. 4.4:** Schema eines Zellenmodells mit 2 Rohrreihen (gegenseitig) und einem Durchgang ohne Quervermischung mit  $N_{\bar{Z}}$  Zellen in und  $N_{\perp}^{\bar{Z}}$  Zellen quer zur Luftstromrichtung



**Abb. 4.5:** Schema eines Zellenmodells mit 2 Rohrreihen und zwei Durchgängen (gleichsinnig) und Quervermischung mit  $N_{\bar{Z}}$  Zellen in und  $N_{\perp}^{\bar{Z}}$  Zellen quer zur Luftstromrichtung

### 4.2.2 Korrelationen

Die Korrelationen wurden mit dem Programm EUREQUA [14] aus den Ergebnissen der Parameterstudie für Kreuzstromwärmeübertrager unter Entfeuchtungsbedingungen gefunden. Für die Berechnung der mittleren Temperatur der *feuchten Luft* mit

$$T_{m,1} = T'_1 + \theta(T''_1 - T'_1) \quad (4.21)$$

wird für die Berechnung des Faktors zur Bestimmung der mittleren Temperatur der *feuchten Luft* die Gleichung

$$\theta = \frac{\Phi_1}{\Phi_2 + \frac{kA_{fe}}{W_2 C_1^*} - \Phi_3 \frac{kA_{fe}}{W_2} - \Phi_4 \Xi \Phi_5 + \Xi} \quad (4.22)$$

mit der dimensionslosen Wasserbeladung

$$\Xi = \frac{X_S(T'_1) - X_S(T''_1)}{X_S(T'_1) - X_S(T'_2)}, \quad (4.23)$$

dem Verhältnis der Wärmekapazitätsströme

$$C_1^* = \frac{c_{p,S,kond}^* \dot{m}_{trL}}{W_2} \quad (4.24)$$

**Tab. 4.2:** Koeffizienten für Gl. (4.22) zur Berechnung von  $\theta$  mit und ohne Quervermischung, sowohl für einen Durchgang als auch für  $N_D = N_r$ 

$N_R$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$
GGs	1,345	2,960	0,5472	1,217	1,179
1	1,311	2,622	0,1563	1,229	1,193
2	1,461	2,919	0,4315	1,310	1,244
3	1,481	2,959	0,4939	1,351	1,269
4	1,504	3,004	0,5164	1,381	1,288

**Tab. 4.3:** Koeffizienten für Gl. (4.25) zur Berechnung von  $C_1^*$  für  $N_D = N_r$  mit und ohne Quervermischung

$N_r$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$	$\Phi_6$
1	0,2333	0,9039	0,6687	25,46	160,2	6,619
2	-0,5575	0,2356	0,4960	2,585	408,6	1,393
3	-0,4341	0,2694	0,4963	10,17	$2,011 \cdot 10^{-4}$	47,55
4	-0,4207	0,2901	0,5080	-0,4144	2,901	1,847
	$\Phi_7$	$\Phi_8$	$\Phi_9$	$\Phi_{10}$	$\Phi_{11}$	$\Phi_{12}$
1	6,442	0,7517	$0,6503 \cdot 10^{-3}$	9,817	-6,206	12,81
2	2334	3,969	0,3533	23,22	-0,1828	2,483
3	115,9	1,548	0,5508	1,149	-46,56	234,3
4	$2,976 \cdot 10^{-4}$	7,731	0,04337	13,63	1,126	279,8

und den in Tab. 4.2 aufgeführten Koeffizienten verwendet. Die empirische Gleichung zur Berechnung des Wärmekapazitätsstromverhältnis lautet für  $N_D = N_R$  mit und ohne Quervermischung

$$C_1^* = \frac{\frac{1}{\varepsilon_1} + \Phi_1 - \Phi_2 \frac{1}{\varepsilon_1}}{\Phi_3 + \frac{\dot{W}_2}{kA_{fe}} + \frac{\Phi_4 \Xi^{\Phi_5}}{\varepsilon_1} + \Phi_6 \frac{\dot{W}_2}{kA_{fe}} \Xi^2 \Phi_7 - \Xi^{\Phi_8} \Phi_9 \Xi^{\Phi_{10}} - \Phi_{11} \frac{\dot{W}_2}{\varepsilon_1 kA_{fe}} \Xi^{\Phi_{12}}} \quad (4.25)$$

mit der dimensionslosen Temperatur

$$\varepsilon_1 = \frac{T_1' - T_1''}{T_1' - T_2'} \quad (4.26)$$

und den in Tab. 4.3 und Tab. 4.4 aufgeführten Koeffizienten. Die folgende Gleichung kann zur Berechnung des Korrekturfaktor nach Gl. (4.14) verwendet werden.

$$F^+ = \exp \left( \Phi_1 \Xi^{\Phi_2 (\Xi - \Phi_3)} \Xi^{2 \exp \left( \Phi_4 \frac{kA_{fe}}{\dot{W}_2 C_1^*} \right)} + \Phi_5 \frac{kA_{fe}}{\dot{W}_2} \Xi^{\Phi_6} \right) \quad (4.27)$$

**Tab. 4.4:** Koeffizienten für Gl. (4.25) zur Berechnung von  $C_1^*$  für  $N_D = 1$  mit und ohne Quervermischung und reine Gegenstromführung

$N_r$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$	$\Phi_6$
GGS	0,03686	0,9999	0,9999	0,9838	8167	-0,6107
2	0,167	0,9198	0,4589	7,779	135,2	$4,399 \cdot 10^{-3}$
3	0,0649	0,6686	0,7939	11,04	211,2	0,0479
4	0,1789	0,766	0,7133	8,771	81,96	0,04997
	$\Phi_7$	$\Phi_8$	$\Phi_9$	$\Phi_{10}$	$\Phi_{11}$	$\Phi_{12}$
GGS	0,5603	2,161	0,4609	0,6549	-0,226	7,355
2	-0,3837	-17,29	0,966	-211,5	-0,3907	3,456
3	-0,3051	-1,262	0,01986	0,01879	-0,02927	0,664
4	-0,3389	-1,067	0,005022	0,1692	-0,02429	0,5025

**Tab. 4.5:** Koeffizienten für Gl. (4.27) zur Berechnung von  $F^+$  für Kreuzstromwärmeübertrager ohne Quervermischung und  $N_D = 1$  und reinen Gegenstrom

$N_r$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$	$\Phi_6$
GGS	0,477	5,894	0,1023	1,095	0,1283	3
2	0,5262	8,326	0,1436	1,035	-0,09292	0,9311
3	0,5432	8,192	0,1191	1,006	-0,07744	0,8657
4	0,527	4,778	0,02545	0,9989	0,2783	180,8

Die Koeffizienten  $\Phi_1$  bis  $\Phi_6$  sind in Tab. 4.5 und Tab. 4.6 aufgeführt. Die von Spang und Rötzel [76] veröffentlichte Methode zur Berechnung von Wärmeübertrager führt zu einer Funktion für den Wärmestrom

$$\dot{Q} = f(kA, T_1', T_1'', T_2', T_2'', F) \quad (4.28)$$

mit dem Korrekturfaktor als Funktion

$$F = f(\text{Stromführung}, \dot{m}_1, \dot{m}_2, c_1, c_2, kA) \quad (4.29)$$

**Tab. 4.6:** Koeffizienten für Gl. (4.27) zur Berechnung von  $F^+$  für Kreuzstromwärmeübertrager ohne Quervermischung und  $N_D = N_r$

$N_r$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$	$\Phi_6$
1	0,5432	16,73	0,07455	0,9026	-3,431	48,9
2	0,4747	5,689	0,07991	0,9893	-0,01532	3
3	0,5072	5,019	0,04723	0,9982	0,2403	186,5
4	0,5282	4,759	0,02237	0,9995	0,2777	181,8

und den mittleren spezifischen Wärmekapazitäten als Funktion

$$c_j = f(\text{Stoff } j, T'_{1,2}, T''_{1,2}). \quad (4.30)$$

Analog gilt für den in dieser Arbeit eingeführten Korrekturfaktor  $F^+$

$$F^+ = f(\text{Stromführung}, \dot{m}_{\text{trL}}, \dot{m}_2, c_{\text{p,S,kond}}^*, c_2, kA_{\text{fe}}, \Xi) \quad (4.31)$$

mit der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität für gesättigte *feuchte Luft*

$$c_{\text{p,S,kond}}^* = f(\text{Stromführung}, \text{Stoff}, T'_1, T''_1, T'_2, \dot{m}_2, c_2, kA_{\text{fe}}, \Xi) \quad (4.32)$$

und der dimensionslosen Wasserbeladung

$$\Xi = f(T'_1, T''_1, T'_2, p, \text{Stoff}), \quad (4.33)$$

so dass sich für die Berechnung des Wärmestroms bei Kühlung eines gesättigten idealen Gas-Dampf-Gemisches unter Verwendung der Gl. (2.31) eine zusätzliche Abhängigkeit vom Druck der *feuchten Luft* ergibt. Wird der Übertragungsfaktor beim Auftreten von partieller Kondensation aus den Wärmeübergangskoeffizienten und den wärmeübertragenden Flächen berechnet, dann gilt für den Übertragungsfaktor unter Entfeuchtungsbedingungen  $(kA)_{\text{fe}}$  gemäß Gl. (4.69)

$$(kA)_{\text{fe}} = f(T'_1, T''_1, T'_2, T''_2, F^+, \dot{Q}_{\text{Film}}, \Delta T_{\text{Film}}, \Delta X^{\text{g}} \dot{m}_{\text{trL}}). \quad (4.34)$$

### 4.3 Physikalische Modelle

Die Modellierung der physikalischen Wärmeübertragermodelle erfolgt mit SIMSCAPE, einer auf MATLAB aufbauenden akausalen Programmiersprache. Sie dient der Erstellung von physikalischen Modellen innerhalb der SIMSCAPE-Umgebung, die wiederum in SIMULINK und damit in MATLAB eingebettet ist (vgl. [81]). Mit SIMSCAPE können akausale, implizite differential-algebraische Gleichungssysteme gelöst werden. Hierdurch wird die Simulation von eindimensionalen dynamischen Transportprozessen unter der Einbindung von Nebenbindungen ermöglicht. Durch die Akausalität können die Randbedingungen zum Simulationsbeginn ausgewählt werden. Die entsprechende Anpassung bzw. Auswahl des gültigen Programmcodes entfällt. Analog zu MODELICA können verschiedene physikalische Bereiche miteinander verknüpft werden, wenn sie auf eindimensionale Transportprozesse zurückgeführt werden können. Ferner werden alle Größen einer physikalischen Einheit zugeordnet. Innerhalb eines physikalischen Bereichs wird eine Prozessgröße (Flussgröße) mit einer Zustandsgröße (Potentialgröße) verknüpft. Dabei wird die Konvention getroffen, dass diese Verknüpfung zu einem Energiestrom führt. Dabei darf die Flußgröße innerhalb eines Bereichs nur von einer Potentialgröße abhängen. Aus der Fundamentalgleichung der Thermodynamik Gl.(2.39) geht hervor, dass dies für den thermischen Bereich

nur gilt, wenn isobare Verhältnisse angenommen werden können. Dann ist die Prozessgröße der Wärmestrom und die Zustandsgröße die Temperatur, so dass für einen Knotenpunkt für die Temperaturen

$$T_1 = T_2 = T_3 = \dots \quad (4.35)$$

und für die Summe der Wärmeströme

$$\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i = 0. \quad (4.36)$$

gilt. Die im Rahmen dieser Arbeit erstellte Modellbibliothek ist kompatibel zu der thermischen Umgebung der SIMSCAPE-Bibliothek. Die Stoffströme entsprechen der Konvention der vom Institut für Systemtechnik der Technischen Universität Hamburg Harburg erstellten mehrstufigen Modellbibliothek [42]. Die entsprechenden Größen und Einheiten sind in den Tab. 8.2 und Tab. 8.3 zusammengefasst. Eine weitere Anforderung an die Teilmodelle stellt die Kompatibilität zu einem übergeordneten Optimierungsalgorithmus dar.

Hinsichtlich der Integrierbarkeit muss bei der Wahl der Schnittstellen berücksichtigt werden, dass sie die Verknüpfung zu den anderen Teilmodellen, z.B. des Brennstoffstellenstapels und des Kühlkreislaufs, gewährleisten. Eine weitere Anforderung ist die Simulation mit unterschiedlichen Kühlfluiden und eine variable Zusammensetzung der *feuchten Luft*. Die Verhaltensmodelle dienen einer konsistenten Zustandsgrößenberechnung an den Schnittstellen der einzelnen Komponenten bzw. Untersysteme. Diese Zustandsgrößen werden an die in Abschnitt 6.2 beschriebene Auslegungsrechnung übertragen. Mit der Auslegungsrechnung können konsistente geometrische Parameter berechnet werden, die einen entsprechenden Wärmeübertrager beschreiben, der wiederum im Auslegungspunkt zu den geforderten Zustandsgrößen führt. Mit dem geometrischen Modell kann das Verhalten des Wärmeübertragers für Betriebspunkte berechnet werden, die von dem Auslegungspunkt abweichen. Insbesondere können die Wechselwirkungen mit anderen Komponenten untersucht und einzelne Phänomene, wie der Ausfall einer Kühlmittelpumpe auf die Wasserbeladung der ODA am Entfeuchteraustritt, durch dynamische Modellierung beschrieben werden.

Die Vorgabe von Zustandsgrößen, die *feuchte Luft* im thermodynamischen Nichtgleichgewicht beschreiben, ist ebenso wie die Berechnung der Verdunstung von flüssigem Wasser in die ungesättigte Luft nicht vorgesehen.

Die dynamische Viskosität der *feuchten Luft* wird im Folgenden mit Gl. (8.29) und die thermische Leitfähigkeit mit Gl. (8.30) berechnet. Die mittleren Wärmeleitfähigkeiten des Rohr- und Rippenmaterials werden als konstant angenommen. Ihre Werte sind in Tab. 8.7 angegeben. Es wird angenommen, dass Filmkondensation an der Rohrwand und den Rippen auftritt, sobald die Wasserbeladung die Wasserbeladung im Sättigungszustand übersteigt ( $X > X_S$ ). Wärmestrahlung wird nicht berücksichtigt.

### 4.3.1 Verhaltensmodell

Der übergeordnete Optimierungsalgorithmus variiert drei Parameter, die das Verhalten des Wärmeübertragers beschreiben. Neben den Druckdifferenzen der *feuchten Luft*  $\Delta p_1$  und des Kühlmittelmassenstroms  $\Delta p_2$  wird das thermische Verhalten des Wärmeübertragers durch die Effektivität nach

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}_{\max}}{\dot{Q}} \quad (4.37)$$

mit dem übertragenden Wärmestrom  $\dot{Q}$  nach Gl. (2.21) parametrisiert. Für die spezifische Enthalpie der *feuchten Luft* am Austritt gilt

$$h^{*''}(T_1'', X'') = \begin{cases} \text{Gl. (2.12), wenn } p_{\text{S,H}_2\text{O}}'' > p_{\text{H}_2\text{O}}' \\ \text{Gl. (2.13), wenn } p_{\text{S,H}_2\text{O}}'' \leq p_{\text{H}_2\text{O}}' \end{cases}$$

mit dem Wasserdampfpartialdruck am Einlass

$$p_{\text{H}_2\text{O}}' = \frac{X'^g p'_{\text{ges}}}{X'^g + \frac{\xi_{\text{O}_2}^* R_{\text{O}_2} + \xi_{\text{N}_2}^* R_{\text{N}_2}}{R_{\text{H}_2\text{O}}}} \quad (4.38)$$

und dem Sättigungsdruck am Austritt  $p_{\text{S,H}_2\text{O}}''$ , dessen Berechnung hier aufgrund der expliziten Berechnungsvorschrift mit der Antoine-Gleichung (2.2) erfolgt. Der maximal übertragbare Wärmestrom wird durch den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik auf den kleineren Betrag der Wärmeströme begrenzt, die sich aus der maximalen Temperaturdifferenz ergeben

$$\dot{Q}_{\max} = \min [|\dot{m}_{\text{trL}} (h^{*''}(T_1', X') - h^{*''}(T_2', X_S''(T_2')))|, |\dot{W}_2 (T_2' - T_1')|] \quad (4.39)$$

Durch die akausale Modellierung gibt es keine Vorgaben, ob eine Zustandsgröße am Ein- oder Auslass des jeweiligen Stoffstroms vorgegeben sein muss. Auf Basis der Energie- und Massenerhaltung ist es möglich, mit den in Tab. 8.2 und Tab. 8.3 aufgeführten Zustandsgrößen die jeweils Fehlende unabhängig von geometrischen Parametern, Druckverlust- und Wärmeübergangskorrelationen zu berechnen. Ob diese manuell vorgegeben werden oder sich aus einem Betriebspunkt eines Gesamtsystems berechnen, in dem das Verhaltensmodell ein Teilsystem beschreibt, ist unerheblich. Die graphische Oberfläche des Modells zur Verhaltenssimulation mit SIMSCAPE ist in Abb. 6.6 dargestellt.

### 4.3.2 Geometrisches Modell

Das im Folgenden beschriebene Wärmeübertragermodell kann durch die Auswahl der geometrischen Parameter in einen Rohrrippenwärmeübertrager mit zusammenhängenden, glatten Rippen und runden Rohren überführt werden, wobei die Anzahl der Rohrreihen ein Vielfaches der Anzahl der Durchgänge sein muss. Die Rohraußenseite wird in einem Durchgang von einem Gas, im Folgenden

*feuchte Luft*, angeströmt. Die Auswahl der geometrischen Parameter ist zunächst unabhängig von der Auswahl der verwendeten Korrelationen zur Berechnung der Druckverluste und Wärmeübergänge. Da die hier verwendeten Korrelationen auf experimentellen Arbeiten beruhen, sind sie in ihrer Gültigkeit hinsichtlich ihrer dimensionsloser Kennzahlbereiche und weiterer geometrischer Eigenschaften, wie z.B. des Rippentyps und der Anzahl der Rohrreihen, auf die jeweiligen Versuchsparameter begrenzt. Durch die Vorgabe der geometrischen Parameter ist es möglich, den Übertragungsfaktor  $kA$  und den Korrekturfaktor für die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz des jeweiligen Betriebspunktes zu berechnen. Da für die Kondensation des Wasserdampfs nicht nur die Temperaturdifferenz, sondern auch die absolute Temperatur der *feuchten Luft* von Bedeutung ist, wird diese aus der Näherungsgleichung (4.21) bestimmt. Ferner besitzen die Massen eine thermische Speicherfähigkeit, so dass das dynamische Verhalten hinsichtlich der thermischen Trägheit simuliert wird. So kann beim Erliegen einer oder beider Ströme je nach Temperaturdifferenz das weitere Verhalten durch natürliche Konvektion oder durch Wärmeleitung berechnet werden. Im geometrischen Modell ist die Zufuhr von ungesättigter *feuchter Luft*, die ihren Taupunkt innerhalb des Wärmeübertragers unterschreitet, zulässig. Der Wärmeübergang wird dann anteilig für die trockene und die benetzte Oberfläche berücksichtigt. Das geometrische Modell wird in mehrere Teilmodelle aufgeteilt, deren äußere Schnittstellen identisch zum Verhaltensmodell sind. Die Beschreibung orientiert sich an diesen Teilmodellen, wobei die verwendete Terminologie von der Kühlung der *feuchten Luft* durch ein einphasiges Kühlmedium innerhalb der Rohre ausgeht. Die Stoffwerte für die mittlere spezifische Wärmekapazität, für die mittlere Dichte, die mittlere dynamische Viskosität und den mittleren Ausdehnungskoeffizienten werden für das Kühlmittel und für das Kondensat außerhalb der jeweiligen Komponenten in Abhängigkeit der Kühlmittleingangstemperatur aus tabellierten Werten linear interpoliert und als Eingangssignal an die Komponente übergeben. Die Daten für Wasser sind dem VDI-Wärmeatlas [84] entnommen. Die spezifischen Wärmekapazitäten der trockenen Luft und des Wasserdampfs werden den entsprechenden Komponenten als Parameter vorgegeben.

**Gasvolumen** In diesem Teilmodell wird die Druckdifferenz entlang des Strömungsweges und die Temperaturänderung der *feuchten Luft* berechnet. Außerdem wird beim Auftreten von Kondensation die Änderung des flüssigen und gasförmigen Wasseranteils bestimmt. Die Druckänderung nach Shah und Sekulić [73]

$$\Delta p_1 = \left( \frac{\dot{m}_{\text{trL}}(1 + X' - X_S)}{A^0 - A_{\text{Film}}} \right)^2 \frac{2 f L^=}{d_h \rho_{\text{feL}}} + \Delta p_{\text{VZ}} \quad (4.40)$$

wird unter Verwendung der freien Durchströmfläche  $A^0$  nach Gl. (8.15) und der Dichte der *feuchten Luft*  $\rho_{\text{feL}}$  nach Gl. (8.26) bestimmt. Zur Berechnung des Druckverlustbeiwerts nach Fanning  $f$  werden die Korrelationen aus Gl. (3.12),



Gl. (3.14) und Gl. (3.15) implementiert. Die durch den Film verblockte Fläche  $A_{\text{Film}}$  wird bei einem Flächenverhältnis von benetzter zur trockener Oberfläche  $\psi > 0, 1$  nach Gl. (4.87) mit

$$A_{\text{Film}} = N_r^\perp \left( L^\perp - N_R \delta_R \right) 2 \delta_{\text{Film}} \quad (4.41)$$

unter Verwendung der nach Gl. (8.20) bestimmten Anzahl der Rippen  $N_R$  beschrieben. Für die mittlere Filmdicke auf der Rohraußenseite gilt nach Rose [67]

$$\delta_{\text{Film}} = \frac{d_a}{\Phi_2} \left( \frac{\eta_{\text{kond}} \Delta X^g \dot{m}_{\text{trL}}}{A_1 \rho_{\text{kond}} (\rho_{\text{kond}} - \rho_{\text{feL}}) g d_a^2} \right)^{1/3} \quad (4.42)$$

mit der Hilfsvariablen  $\Phi_2$  aus Gl. (4.80b) und der wärmeübertragenden Fläche  $A_1$  nach Gl. (8.16). Die Druckänderung aufgrund der Dichteänderung nach [73] wirkt sich geringfügig auf den Gesamtdruckverlust

$$\Delta p_{\text{VZ}} = \left( \frac{\dot{m}_{\text{trL}}}{A_0 - A_{\text{Film}}} \right)^2 \left( \frac{1}{\rho_{\text{feL}}} - \frac{1}{\rho_{\text{kond}}} \right) \Delta X^g, \quad (4.43)$$

mit der Änderung der gasförmigen Wasserbeladung  $X^g$ , die identisch zu der Änderung des auf den trockenen Luftmassenstrom bezogenen Kondensatmassenstrom ist, aus. Die Berechnung des übertragenen Wärmestroms erfolgt analog zu dem vorherigen Abschnitt 4.3.1 mit den Gl. (2.12), Gl. (2.13) und Gl. (2.21). In der Standardeinstellung entspricht die Kondensattemperatur am Ausgang der Temperatur der Gasphase. Es besteht die Möglichkeit, dem Kondensat am Auslass die mittlere Filmoberflächentemperatur bzw. Interfacetemperatur  $T_1$  zuzuweisen. Dem Wärmestrom wird die mittlere Temperatur nach Gl. (4.21) zugeordnet. Außerdem wird innerhalb dieser Programmkomponente die Masse der Luft und der Rippen berechnet.

**Kühlfluidvolumen** Innerhalb dieser Programmkomponente wird der Druckverlust und die Temperaturänderung des Kühlmittelstroms nach Gl. (2.21) berechnet. Die Temperatur, die dem Wärmestrom zugeordnet ist, folgt aus der Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz nach Gl. (4.90). Die Differenz zur mittleren Temperatur der *feuchten Luft* ergibt die treibende Temperaturdifferenz des Wärmeübertragermodells:

$$T_{m,2} = T_{m,1} - \overline{\Delta T}_m \quad (4.44)$$

Für die Druckdifferenz ohne Ein- und Ausströmverluste zwischen Kühlmittlein- und auslass gilt

$$\Delta p_2 = \frac{w_2^2 \rho_2}{2 d_i} \zeta_r L^\perp N_r + N_B \rho_2 \zeta_{B,\text{ges}} \frac{1}{2} w_2^2 \quad (4.45)$$

mit der Anzahl der Bögen  $N_B = N_D - 1$ , dem Widerstandsbeiwert für die geraden Rohre nach Gl. (3.2) bei  $Re_{d_i} > 2300$  und dem Poiseuilleschen Gesetz

$$\zeta_r = \frac{64}{Re_{d_i}} \quad (4.46)$$

für  $Re_{d_i} \leq 2300$ . Der Druckverlustbeiwert  $\zeta_{B,ges}$  für Rohrbögen von  $180^\circ$  wird mit Gl. (3.19) bis Gl. (3.23) bestimmt. Die in Tab. 3.1 gegebenen Definitionsbereiche und Grenzwerte wurden aus einem Diagramm für einen Bereich der Reynolds-Zahl von  $10^4$  bis  $10^7$  von Shah und Sekulić [73] übernommen. Um An- und Abfahrvorgänge simulieren zu können, werden für geringere Reynolds-Zahlen die Werte für die niedrigste gegebene Reynolds-Zahl implementiert.

Bei einem Durchgang des Kühlfluids ( $N_D = 1$ ) wird eine Gleichverteilung der Massenströme angenommen, so dass für die Berechnung der Fließgeschwindigkeit innerhalb eines Rohres

$$w_2 = \frac{\dot{m}_2 N_D}{N_r^\perp N_r^\perp \rho_2 \pi \left(\frac{d_i}{2}\right)^2} \quad (4.47)$$

gilt. Dieser Wert wird für die Bestimmung der auf den inneren Rohrdurchmesser bezogenen Reynolds-Zahl nach Gl. (3.3) verwendet. Zudem wird innerhalb dieser Programmkomponente die Masse des Kühlfluids und der Rohre berechnet.

**Wärmeübergang der Innenströmung** Die Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für die Rohrinneenseite erfolgt nach der Gl. (3.1) von Gnielinski [18] für erzwungende Konvektion. Für Reynolds-Zahlen kleiner als 2300 bei konstanter Wärmestromdichte und einer hydrodynamisch ausgebildeten Strömung kann die mittlere Nusselt-Zahl analytisch berechnet werden, so dass

$$Nu = 4,36 \quad (4.48)$$

gilt. Für den Einlaufbereich eines Rohres wird folgende Beziehung im VDI-Wärmeatlas [18] angegeben:

$$Nu = 1,62 \left( Re_{d_i} Pr_2 \frac{d_i}{L^\perp} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.49)$$

Die Überlagerung der Nusselt-Beziehungen führt zum mittleren Gesamtwärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha_2 = \frac{\lambda_2}{d_i} \left( 4,36^3 + 1,62^3 Re_{d_i} Pr_2 \frac{d_i}{L^\perp} \right)^{1/3}, \quad (4.50)$$

wobei jeder Durchgang wie ein Rohr mit eigenem Einlauf behandelt wird. Liegt eine Temperaturdifferenz zwischen der Rohrinne wand und dem Kühlmittel ohne

gleichzeitige Durchströmung der Rohre ( $\dot{m}_2 = 0$  m/s) vor, so wird ein Übergang von der natürlichen Konvektion zur Wärmeleitung in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl  $Ra$  berechnet. Die Implementierung erfolgt nach dem von Shah und Sekulić [73] beschriebenen Schema, dass aus Gründen einer robusten Simulation um eine lineare Interpolation erweitert wurde:

$$\alpha_{m,2} = \begin{cases} \frac{Nu_2(\dot{m}_2=0)\lambda_2}{d_1} & , \text{ wenn } Ra_2 > 3 \cdot 10^4 \\ \text{lineare Interpolation} & , \text{ wenn } 10^4 \leq Ra_2 \leq 3 \cdot 10^4 \\ \frac{2\lambda_2}{d_1} & , \text{ wenn } Ra_2 < 10^4 \end{cases} \quad (4.51)$$

In dieser Programmkomponente wird die Nusselt-Zahl für natürliche Konvektion auf der Rohrinseite mit der von Shah und Sekulić [73] angegebenen Korrelation nach Morcos and Bergles berechnet, so dass gilt

$$Nu_2(\dot{m}_2 = 0) = \left( 4,36^2 + \left[ 0,145 \left( \Phi_1 Pr_2^{1,35} \Phi_2^{0,265} \right)^{0,265} \right]^2 \right)^{0,5} \quad (4.52)$$

mit der Prandtl-Zahl auf der Innenseite

$$Pr_2 = \frac{\eta_2 c_2}{\lambda_2} \quad (4.53)$$

und den Koeffizienten mit dem Ausdehnungskoeffizienten für das Kühlmittel  $t_2$

$$\Phi_1 = \frac{g t_2 d_1^4 \dot{Q} \rho_2^2}{A_2 \eta_2^2 \lambda_2} \quad (4.54a)$$

$$\Phi_2 = \frac{\lambda_r \delta_r}{d_1 \lambda_2}. \quad (4.54b)$$

Mit der Differenz aus der mittleren Wandtemperatur  $T_{2,W,m}$  und der mittleren Kühlfluidtemperatur  $T_{2,m}$  gilt für die Rayleigh-Zahl:

$$Ra_2 = \frac{g \rho_2^2 d_1^3 t_2 c_2 (T_{2,W,m} - T_{2,m})}{\eta_2 \lambda_2} \quad (4.55)$$

**Wärmeübergang der Außenströmung ohne Kondensation** Die treibende Temperaturdifferenz wird durch die Differenz der Temperatur der *feuchten Luft*  $T_{m,1}$  zur Temperatur der trockenen Wand  $T_{1,W,tr}$  beschrieben.

$$\Delta T = T_{m,1} - T_{1,W,tr} \quad (4.56)$$

Für die Berechnung des Wärmeübergangs wurden dem Teilmodell fünf unterschiedliche Korrelationen implementiert, die über einen Parameter ausgewählt werden können. Eine Übersicht zur Verknüpfung des Auswahlparameters mit den jeweiligen Korrelationen ist der Tab. 4.7 zu entnehmen.

**Tab. 4.7:** Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs der Außenströmung

Parameter	Gleichung	$Re_{d_a, \min}$	$Re_{d_a, \max}$	Kurzbeschreibung
1	Gl. (3.4)	$3 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^4$	ebene Rippen, trocken
2	Gl. (3.6)	$4 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^3$	ebene Rippen, Film
3	Gl. (3.7)	$3,5 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$	gewellte Rippen, trocken
4	Gl. (3.8)	$3 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^3$	gewellte Rippen, Film
5	Gl. (3.11)	$4 \cdot 10^2$	$2,47 \cdot 10^4$	ebene Rippen, trocken

Alle Korrelationen aus Tab. 4.7 geben den Colburn-Faktor zur Beschreibung des Wärmeübergangs der Außenströmung an, so dass mit Gl. (2.28), (2.29) und (2.30) der übertragene Wärmestrom gemäß

$$\dot{Q} = \frac{j Re_{d_a} Pr_{\text{feL}}^{1/3}}{d_a} \eta_A A_1 \Delta T (1 - \psi) \quad (4.57)$$

beschrieben wird. Neben dem Flächenverhältnis  $\psi$  aus Gl. (4.75) und der wärmeübertragenden Fläche  $A_1$  aus Gl. (8.16) wird der Oberflächenwirkungsgrad für berippte Rohre  $\eta_A$  benötigt, der von Shah und Sekulić [73] durch das Verhältnis vom Gesamtwärmestrom zum maximalen Wärmestrom

$$\eta_A = \frac{\dot{Q}_{\text{ges}}}{\dot{Q}_{\text{max}}} = \frac{\dot{Q}_r + \dot{Q}_R}{\alpha_1 (A_r + A_R) (T_{m,1} - T_{1,W})} \quad (4.58)$$

mit  $A_1 = A_{\text{Rohr}} + A_R$  definiert ist. Mit

$$\dot{Q}_{\text{ges}} = \alpha_1 A_{\text{Rohr}} (T_{m,1} - T_{1,W}) + \alpha_1 A_R \eta_R (T_{m,1} - T_{1,W}) \quad (4.59)$$

und Gl. (4.58) kann der Oberflächenwirkungsgrad durch

$$\eta_A = 1 - (1 - \eta_R) \frac{A_R}{A_1} \quad (4.60)$$

beschrieben werden. Der Rippenwirkungsgrad  $\eta_R$  wird von Baehr und Stephan [5] durch

$$\eta_R := \frac{\dot{Q}_R}{\dot{Q}_{R,0}} = \frac{T_R - T_{m,1}}{T_0 - T_{m,1}} \quad (4.61)$$

mit der Bezugstemperatur  $T_0$  am Rippenfuß definiert und entsprechend der Berechnungsvorschrift für durchgehende Rippen von Schmidt [68] in der Programmkomponente mit den Gl. (8.23) bis Gl. (8.24b) implementiert. Die Bestimmung der dynamischen Viskosität und der Wärmeleitfähigkeit für *feuchte Luft* erfolgen durch Gl. (8.29) und Gl. (8.30). Die Wärme wird luftseitig durch natürliche Konvektion übertragen, wenn dort keine erzwungene Strömung vorliegt. Der

gemittelte Wärmeübergangskoeffizient setzt sich dann anteilig aus dem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der Rohroberflächen  $\alpha_r$  und der Rippenflächen  $\alpha_R$  gemäß

$$\alpha_1 = \frac{\alpha_R A_R + \alpha_r A_r}{A_1} \quad (4.62)$$

zusammen. Sinkt die Rayleigh-Zahl unterhalb von  $10^{-1}$  wird der Wärmestrom durch Wärmeleitung aus dem Gas an die Rippen und Rohre übertragen, so dass für den mittleren Wärmeübertragungskoeffizienten der äußeren Rohroberflächen laut Klan und Thess [30]

$$\alpha_r = \begin{cases} \frac{\lambda_{\text{feL}}}{d_a} \Phi_1^2 & , \text{ wenn } Ra_r > 10^{-1} \\ \frac{2 \lambda_{\text{feL}}}{A_1 V_r^\perp} & , \text{ wenn } Ra_r \leq 10^{-1} \end{cases} \quad (4.63)$$

und für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der Rippenoberflächen

$$\alpha_R = \begin{cases} \frac{\lambda_{\text{feL}}}{L} \Phi_2^2 & , \text{ wenn } Ra_R > 10^{-1} \\ \frac{2 \lambda_{\text{feL}}}{A_1 \delta_R} & , \text{ wenn } Ra_R \leq 10^{-1} \end{cases} \quad (4.64)$$

mit

$$\Phi_1 = 0,752 + 0,387 \left[ Ra_r \left( 1 + \left( \frac{0,559}{Pr_1} \right)^{9/16} \right)^{-16/9} \right]^{1/6} \quad (4.65a)$$

$$\Phi_2 = 0,825 + 0,387 \left[ Ra_R \left( 1 + \left( \frac{0,492}{Pr_1} \right)^{9/16} \right)^{-16/9} \right]^{1/6} \quad (4.65b)$$

gilt. Die Rayleigh-Zahl für die Rohre wird mit

$$Ra_r = Pr_{\text{feL}} \Delta T g \rho_{\text{feL}}^2 \frac{d_a^3}{T_1 \eta_{\text{feL}}^2} \quad (4.66)$$

und die für die Rippen mit

$$Ra_R = Pr_{\text{feL}} \Delta T g \rho_{\text{feL}}^2 \frac{(L^\perp)^3}{T_1 \eta_{\text{feL}}^2} \quad (4.67)$$

berechnet. Ferner wird in dieser Programmkomponente die Lewis-Zahl mit der Gleichung

$$Le^{2/3} = 2,282 (N_r^\perp)^{0,2393} \left( \frac{\delta_R}{d_a} \right)^{0,0239 N_r^\perp + 0,4332} \left( \frac{A_1}{A_r} \right)^{0,0321 N_r^\perp + 0,0747} \cdot Re_{d_a}^{-0,01833 N_r^\perp - 0,1094} \frac{\delta_R}{d_a}^{-0,0026} \frac{N_r^\perp}{d_a}^{-0,03012} \frac{L^\perp}{d_a}^{+0,0418} \quad (4.68)$$

nach Xia et al. [93] für Rohrrippenwärmeübertrager bei Kühlung von *feuchter Luft* berechnet und an die Komponente zur Berechnung des Wärmeübergangs der Außenströmung mit Kondensation des Wasserdampfs übergeben.

**Wärmeübergang der Außenströmung mit Kondensation** In dieser Komponente wird der Wärmeübergang von der *feuchten Luft* an die Kondensatfilmoberfläche modelliert. Auf Basis der in Abschnitt 3.4 in den Gl. (3.52) bis Gl. (3.56) aufgeführten Methode zum Wärmeübergang beim Kondensieren in Anwesenheit nicht kondensierbarer Gase wird der Wärmestrom in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz

$$\Delta T = T_{m,1} - T_1 \quad (4.69)$$

und die Partialdruckdifferenz

$$\Delta p_{\text{H}_2\text{O},m} = \begin{cases} \ln \frac{\bar{p}_{1,\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O},S}(T_1)}{\bar{p}_{1,\text{ges}} - \bar{p}_{\text{H}_2\text{O}}} & , \text{ wenn } \bar{p}_{1,\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O},S}(T_1) > \bar{p}_{1,\text{ges}} - \bar{p}_{\text{H}_2\text{O}} \\ 0 & , \text{ wenn } \bar{p}_{1,\text{ges}} - p_{\text{H}_2\text{O},S}(T_1) \leq \bar{p}_{1,\text{ges}} - \bar{p}_{\text{H}_2\text{O}} \end{cases} \quad (4.70)$$

mit den mittleren Drücken

$$\bar{p}_{1,\text{ges}} = \frac{1}{2} (p'_{1,\text{ges}} + p''_{1,\text{ges}}) \quad (4.71a)$$

$$\bar{p}_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1}{2} (p'_{\text{H}_2\text{O}} + p''_{\text{H}_2\text{O}}) \quad (4.71b)$$

berechnet. Für die spezifischen Wärmekapazitäten und Wärmeübergangskoeffizienten werden ebenfalls die gemittelten Werte verwendet. Die Berechnung der Lewis-Zahl in Gl. (3.55) und Gl. (3.56) erfolgt mit Gl. (4.68). Für die wärmeübertragende Fläche gilt dann

$$A_1 = \psi \eta_A ((1 - F_R) A_R + (1 - F_r) A_r) \quad (4.72)$$

mit  $\psi$  aus Gl. (4.87),  $\eta_A$  aus Gl. (4.60),  $A_r$  aus Gl. (8.17),  $A_R$  aus Gl. (8.18) und den von Rose [67] veröffentlichten Korrekturfaktoren, um die Flächenanteile der Rippen  $F_R$  und der Rohre  $F_r$  zu beschreiben, die aufgrund von anhaftendem Kondensat nicht für den Wärmetransport zur Verfügung stehen. Diese Faktoren basieren auf einer Erweiterung der Filmtheorie von Nußelt für Rohre mit kurzen Rippen. Die hier erfolgte Adaption, indem für die Rippenhöhe durch die äquivalente Rippenhöhe für durchgehende Rippen ersetzt wurde, führt zu den Gleichungen

$$F_R = \frac{2 \sigma_{\text{kond}}}{\rho_{\text{kond}} g d_a H_R} \tan\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (4.73)$$

und

$$F_r = \frac{4 \sigma_{\text{kond}}}{\rho_{\text{kond}} g d_a \delta_R} \frac{\tan\left(\frac{\phi}{2}\right)}{\phi} \quad (4.74)$$

mit der äquivalenten Rippenhöhe  $H_R$  nach Gl. (8.25), der Oberflächenspannung des Kondensats  $\sigma_{\text{kond}}$ , der Dichte des Kondensats  $\rho_{\text{kond}}$ , der Rippendicke  $\delta_R$ , der Erdbeschleunigung  $g$  und dem Kondensathaltewinkel  $\phi$  nach Abb. 4.6

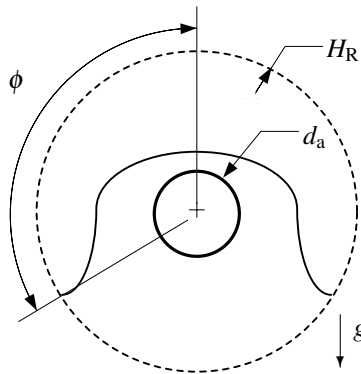
$$\phi = \begin{cases} \arccos\left(\frac{4 \sigma_{\text{kond}}}{\rho_{\text{kond}} g \delta_R d_a} - 1\right) & , \text{ wenn } 0 \geq \frac{4 \sigma_{\text{kond}}}{\rho_{\text{kond}} g \delta_R d_a} \leq 0,5 \\ 0 & , \text{ wenn } \frac{4 \sigma_{\text{kond}}}{\rho_{\text{kond}} g \delta_R d_a} > 0,5. \end{cases} \quad (4.75)$$

Die temperaturabhängige Berechnung der Oberflächenspannung von Wasser erfolgt mit dem Polynom aus Gl. (8.31).

**Kondensatfilm** Die Modellierung des übertragenden Wärmestroms durch den Kondensatfilm erfolgt nach Rose [67] mit der Temperaturdifferenz

$$\Delta T_{\text{Film}} = T_I - T_{1,w,fe} \quad (4.76)$$

zwischen der Filmoberflächen-Temperatur  $T_I$  und äußeren benetzten Rohrwand-Temperatur  $T_{1,w,fe}$ . Der Wärmestrom durch den Film kann nur dort auftreten, wo



**Abb. 4.6:** Schema der Kondensatakkumulation im Rohrrippenwärmeübertrager nach Rose [67]. Der Kondensathaltewinkel beschreibt den Winkel zwischen dem Schwerkraftvektor und dem Punkt, an die mittlere Kondensatfilmdicke identisch der Rippenhöhe ist. Hier wird die Annahme getroffen, dass diese Rippenhöhe für zusammenhängende Rippen durch die der äquivalenten Rippenhöhe nach Gl. (8.25) beschrieben werden kann.

die wärmeübertragende Fläche benetzt ist, aber nicht durch den Film blockiert ist. Nach Rose führt eine starke Akkumulation von Kondensat bei berippten Rohren dazu, dass Teile der Rohroberfläche und der Rippenfläche hinsichtlich des Wärmetransports als unwirksam betrachtet werden können. Somit gilt für den Wärmestrom durch den Kondensatfilm

$$\dot{Q}_{\text{Film}} = \phi (N_{\text{R}} - 1) N_{\text{r}} \psi \left[ \frac{1}{2} \left( (1 - F_{\text{R}}) \left( (d_{\text{a}} + 2H_{\text{r}})^2 - d_{\text{a}}^2 \right) \dot{q}_{\text{R}} \right) + (1 - F_{\text{r}}) d_{\text{a}} \delta_{\text{R}} \dot{q}_{\text{r}} \right] \quad (4.77)$$

mit der äquivalenten Rippenhöhe  $H_{\text{R}}$  nach Gl. (8.25) und den Korrekturfaktoren  $F_{\text{R}}$  und  $F_{\text{r}}$  nach Gl. (4.73) und Gl. (4.74). Die Wärmestromdichte im Bereich der Rippen

$$\dot{q}_{\text{r}} = \left[ \Phi_1 \left( \Phi_2^3 \frac{(\rho_{\text{kond}} - \rho_{\text{feL}})g}{d_{\text{a}}} + \frac{0,143 \sigma_{\text{kond}}}{\delta_{\text{R}}^3} \right) \right]^{1/4} \quad (4.78)$$

und die Wärmestromdichte für den Bereich der äußeren Rohroberfläche zwischen den Rippen

$$\dot{q}_{\text{R}} = \left[ \Phi_1 \left( \frac{0,943^4 (\rho_{\text{kond}} - \rho_{\text{feL}})g}{H_{\text{R}}^{\parallel}} + \frac{0,143 \sigma_{\text{kond}}}{H_{\text{R}}^3} \right) \right]^{1/4} \quad (4.79)$$

wird mit den Koeffizienten

$$\Phi_1 = \frac{1}{\eta_{\text{kond}}} \rho_{\text{kond}} (\Delta h_0^{\text{v}} + (c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{g}} - c_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{fl}})(T_1 - T_{\text{TP}})) \lambda_{\text{kond}}^3 \Delta T_{\text{Film}}^3, \quad (4.80a)$$

$$\Phi_2 = 0,874 + 0,1991 \cdot 10^{-2} \phi - 0,2642 \cdot 10^{-1} \phi^2 + 0,5530 \cdot 10^{-2} \phi^3 - 0,1363 \cdot 10^{-2} \phi^4 \quad (4.80b)$$

sowie der mittleren, effektiven, vertikalen Rippenhöhe

$$H_{\text{R}}^{\parallel} = \begin{cases} \frac{H_{\text{R}} \phi}{\sin \phi} & , \text{ wenn } \phi \leq \pi/2 \\ \frac{H_{\text{R}} \phi}{2 - \sin \phi} & , \text{ wenn } \phi > \pi/2. \end{cases} \quad (4.81)$$

berechnet.

**Mittlere Temperaturdifferenz** Innerhalb dieser Programmkomponente wird die mittlere Temperaturdifferenz und der Anteil der trockenen und benetzten Austauschfläche auf der Seite der *feuchten Luft* berechnet. Alle Informationen werden über Ein- und Ausgangssignale von und an die anderen Komponenten übertragen. Liegt am Lufteinlass ungesättigte *feuchte Luft* vor, so wird das Gas-Dampf-Gemisch in der Modellvorstellung zunächst auf Taupunkttemperatur gekühlt bis die Kondensation des Wasserdampfes einsetzt. Die dafür notwendige thermische Leistung wird als  $\dot{Q}_{\tau}$  bezeichnet:



$$\dot{Q}_\tau = \begin{cases} \dot{m}_{\text{trL}} \left( c_{\text{p,trL}} + X' c_{\text{p,H}_2\text{O}}^g \right) (T_1' - T_\tau) & , \text{ wenn } T_1' > T_\tau \\ 0 & , \text{ wenn } T_1' \leq T_\tau \end{cases} \quad (4.82)$$

Würde das Gasgemisch ohne Kondensation unter die Taupunkttemperatur abgekühlt werden, so würde der fiktive Wärmestrom

$$\dot{Q}_{\text{fktv}} = (kA)_{\text{tr}} F \Delta T_{\text{m,fktv}} \quad (4.83)$$

mit der von den fiktiven Austrittstemperaturen  $T_{1,\text{fktv}}''$  und  $T_{2,\text{fktv}}''$  abhängigen Energiebilanz

$$\dot{m}_{\text{trL}} \left( c_{\text{p,trL}} + X' c_{\text{p,H}_2\text{O}}^g \right) (T_1' - T_{1,\text{fktv}}'') = \dot{m}_2 c_2 (T_{2,\text{fktv}}'' - T_2''), \quad (4.84)$$

der fiktiven mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz

$$\Delta T_{\text{m,fktv}} = f(T_1', T_{1,\text{fktv}}'', T_2'', T_{2,\text{fktv}}'') \quad (4.85)$$

nach Gl. (2.36) und dem Korrekturfaktor  $F$  nach Gl. (2.37) übertragen werden. Das Verhältnis des Wärmestroms bis zum Erreichen der Taupunkttemperatur zu dem fiktiven Wärmestrom

$$\frac{\dot{Q}_\tau}{\dot{Q}_{\text{fktv}}} = \frac{(kA)_{\text{tr}} F \Delta T_{\text{m},\tau}}{kA_{\text{ges,tr}} F_{\text{fktv}} \Delta T_{\text{m,fktv}}} \quad (4.86)$$

führt unter der Annahme identischer mittlerer Wärmedurchgangskoeffizienten  $k$  und identischer mittlerer Temperaturdifferenzen  $F \Delta T_{\text{m},\tau} = F_{\text{fktv}} \Delta T_{\text{m,fktv}}$  und  $A_{\text{fe}} = A - A_{\text{tr}}$  zu dem Flächenverhältnis von benetzter zur gesamten Wärmeübertragungsfläche

$$\psi = 1 - \frac{\dot{Q}_\tau}{\dot{Q}_{\text{fktv}}} = \frac{A_{1,\text{fe}}}{A_1}. \quad (4.87)$$

Sowohl für den Korrekturfaktor  $F$  in Gl. (4.86) als auch für die Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz bei einphasiger Wärmeübertragung gilt für den Übertragungsfaktor analog zu Gl. (2.24)

$$(kA)_{\text{ges,tr}} = \left( \frac{1}{\alpha_1 \eta_A A_1} + \frac{\ln \frac{d_a}{d_i}}{\lambda_{\text{Rohr}} 2 \pi N_r L^\perp} + \frac{1}{\alpha_2 A_2} \right)^{-1}. \quad (4.88)$$

Tritt Kondensation auf, erfolgt die Berechnung des Übertragungsfaktors  $(kA)_{\text{fe}}$  für den benetzten Teil des Wärmeübertragers mit

$$(kA)_{\text{fe}} = \left( \frac{1}{\alpha_1^* \eta_A \psi \left( (1 - F_R) A_R + (1 - F_r) A_r \right)} + \frac{\ln \frac{d_a}{d_i}}{\psi \lambda_{\text{Rohr}} 2 \pi N_r L^\perp} + \frac{1}{\alpha_2 A_2 \psi} + \frac{\Delta T_{\text{Film}}}{\dot{Q}_{\text{Film}}} \right)^{-1} + \frac{\Delta X^g \dot{m}_{\text{trL}} \Delta h^v(T_1)}{F^+ \Delta T_{\text{m,GGs}}}. \quad (4.89)$$

Der Korrekturfaktor  $F^+$  wird mit Gl.(4.27) berechnet. Darüber hinaus wird innerhalb dieser Programmkomponente der Korrekturfaktor zu Bestimmung der mittleren Temperatur der *feuchten Luft* nach Gl. (4.21) ausgewertet. Wird der Taupunkt der eingangs ungesättigten *feuchten Luft* innerhalb des Wärmeübertragers unterschritten, so werden die mittleren Temperaturdifferenzen entsprechend des Flächenverhältnisses aus Gl. (4.87) linear interpoliert. Dies führt auf die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz

$$\overline{\Delta T}_m = (1 - \psi) \Delta T_{m,tr} + \psi \Delta T_{m,fe} \quad (4.90)$$

und auf die mittlere Temperatur der *feuchten Luft* aus Gl.4.22

$$\bar{\theta} = (1 - \psi) 0,5 + \psi \theta \quad (4.91)$$

unter der Annahme, dass die mittlere Temperatur im trockenen Teil dem arithmetischen Mittel der Ein- und Ausgangstemperatur entspricht gilt, wenn keine Kondensation auftritt.

Zu Test- und Validierungszwecken können auch Simulationen für reine Gegenstromkonfigurationen durchgeführt werden, indem der Parameter für die Anzahl der Rohrreihen auf null gesetzt wird. Wird dieser Parameter auf -1 gesetzt, so wird für beide Korrekturfaktoren mit dem als Signal vergebenen Wert gerechnet. Für den Faktor zur Berechnung der mittleren Temperatur der *feuchten Luft*  $\theta$  wird dann der Initialwert während der gesamten Simulationsdauer genutzt, der ebenfalls als Parameter eingegeben wird. Die mittlere spezifische scheinbare Wärmekapazität der *feuchten Luft* wird für  $N_r = 0$  und  $N_r = -1$  für den reinen Gegenstromfall berechnet.

**Wand** Diese Komponente beschreibt das Verhalten einer diathermen Wand. Tritt die *feuchte Luft* ungesättigt in den Wärmeübertrager ein und unterschreitet durch die Kühlung ihren Taupunkt, so gilt für den Wärmestrom durch den unbenetzten Wandanteil

$$\dot{Q}_{tr} = (1 - \psi) \frac{\lambda_{Rohr} 2 \pi L^\perp N_r}{\ln \frac{d_a}{d_i}} (T_{1,Wtr} - T_{2,W}). \quad (4.92)$$

Die Berechnung des Wärmestroms für den benetzten Teil der Wand erfolgt mit

$$\dot{Q}_{fe} = \psi \frac{\lambda_{Rohr} 2 \pi L^\perp N_r}{\ln \frac{d_a}{d_i}} (T_{1,Wfe} - T_{2,W}), \quad (4.93)$$

wobei  $\dot{Q}_{fe} = \dot{Q}_{Film}$  und  $\dot{Q}_{ges} = \dot{Q}_{tr} + \dot{Q}_{fe}$  ist.

**Tab. 4.8:** Übersicht der verwendeten thermischen Massen mit den entsprechenden Parametern und der Temperaturverknüpfung

Bezeichnung	Temperatur	Masse	spez. Wärmekapazität
feuchte Luft	$T_{m,1}$	$V_{feL} \rho_{feL,ini}$	$c_{feL,ini}$
trockene Rippen	$T_{1,Wtr}$	$V_R \rho_{R,ini} (1 - \psi_{ini})$	$c_{R,ini}$
benetzte Rippen	$T_{1,Wfe}$	$V_R \rho_{R,ini} \psi_{ini}$	$c_{R,ini}$
Film	$T_I$	$m_{Film,ini}$	$c_{kond}$
Rohre	$T_{2,W}$	$V_{Rohr} \rho_{Rohr,ini}$	$c_{Rohr,ini}$
Kühlmittel	$T_{m,2}$	$V_r \rho_{2,ini}$	$c_{2,ini}$

**Thermische Massen** Die verwendeten Modelle der thermischen Massen stammen aus der bestehenden SIMSCAPE-Bibliothek. Die Initialtemperatur  $T_{ini}$  muss vorgegeben werden, so dass zum Simulationszeitpunkt  $t_0$  die innere Energie  $U$  durch

$$U(t_0) = c m T_{ini} \quad (4.94)$$

festgelegt ist. Der Wärmestrom ist während der Simulation nur von der Temperaturänderung der Masse gemäß

$$\frac{dU(t)}{dt} = \dot{Q}(t) = c m \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.95)$$

abhängig. Durch die Verwendung der thermischen Massen kann das Wärmeübertragermodell für dynamische Simulationen hinsichtlich des übertragenden Wärmestroms und der Temperaturen angewendet werden. Die Anordnung der Teilmodelle kann der graphischen Oberfläche des SIMSCAPE-Modells aus Abb. 4.3.2 entnommen werden.

Die Modellierung lässt keine Temperaturverteilung innerhalb der Masse zu. Die im Wärmeübertragermodell implementierten thermischen Massen sind in Tab. 4.8 aufgeführt. Die Massen und die spezifischen Wärmekapazitäten sind während der Simulation nicht veränderbar. Die Initialwerte sind vor der Simulation abzuschätzen. Sie sind in der Tab. 4.8 durch den Index „ini“ gekennzeichnet. Das Volumen des Kühlmittels wird mit  $V_r$  und das Volumen der Rohrwand durch  $V_{Rohr}$  beschrieben.



# 5 Experimentelle Arbeiten und Validierung

Die Messungen zur Untersuchung des Verhaltens von *feuchter Luft* bei Abkühlung in einem Rohrrippenwärmeübertrager wurden an einem Versuchsstand am Institut für Thermodynamik an der Helmut-Schmidt-Universität durchgeführt. Das Fließbild der Versuchsanlage ist in Abb. 5.1 dargestellt. Als Wärmeübertrager wurde der in Abb. 5.2 dargestellte Rohrrippenwärmeübertrager mit Kreuzgegenstromführung und zusammenhängenden geraden Rippen verwendet. Tritt Kondensation auf der Luftseite auf, bildet sich ein Kondensatfilm auf den Rohr- und Rippenoberflächen aus. Dies führt zur Akkumulation von Kondensat am unteren Rippenrand und zu einem unkontinuierlich und tropfenartigen Kondensataustrag. Mit der Versuchsanlage ist es möglich, einen Luftstrom so zu konditionieren, dass er der Kathodenabluft einer PEM-Brennstoffzelle hinsichtlich der Temperatur und Wasserbeladung äquivalent ist. Dadurch sind Untersuchungen zum thermischen Verhalten der Kathodenabluft ohne den Betrieb eines Brennstoffzellensystems möglich. Unter der Annahme eines adiabaten Bilanzraumes muss der im Wärmeübertrager im stationären Zustand übertragene Wärmestrom den Enthalpiestromänderung der Fluidströme auf der warmen und der kalten Seite entsprechen. Für ein ideales Gas und ein inkompressibles Fluid kann die spezifische Enthalpiedifferenz über die Temperaturdifferenz am Ein- und Ausgang bestimmt werden.

## 5.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Einheit zur Konditionierung der Zuluft, einem Kühlkreislauf, dem Wärmeübertrager und Kondensatabscheider, sowie der Messtechnik und der Datenerfassung. Wie in Abb. 5.1 dargestellt, wird im Betrieb Umgebungsluft vom Radialgebläse angesogen und durch die Anlage gedrückt. Die temperaturgeregelte Heizung 1 und die Heizung 2 erwärmen die Zuluft. Für Messungen der Versuchsreihe D wird deionisiertes Wasser im Dampferzeuger verdampft und über Dampfzonen in der Mischkammer in den Zuluftstrom gegeben. Die Lufttemperatur und die relative Feuchte werden am Luftein- und -austritt gemessen. Die beiden Absolutdruckmessstellen befinden sich am Lufteinlass und vor der Messblende. Ferner wird der Differenzdruck zwischen dem Luftein- und auslass des Wärmeübertragers gemessen. Kommt es zur Kondensatbildung, wird dieses abgeschieden und in einem Messbecher aufgefangen. Die Luft wird über eine Beruhigungsstrecke zu einer Messblende geführt, wo über den Druckverlust der Volumenstrom bzw. der Massenstrom in Abhängigkeit der Dichte berechnet

werden kann. Als Kühlmittel wird Wasser verwendet, das im Kreislauf geführt wird. Die Wasserpumpe drückt das Wasser durch die Messturbine zur Bestimmung des Volumenstroms und durch einen Plattenwärmeübertrager, der auf der kalten Seite mit Grundwasser durchströmt wird, das jahreszeitlich bedingt eine Vorlauftemperatur zwischen 13 bis 16 °C aufweist. Das Kühlwasser wird dann dem Wärmeübertrager zugeführt, wo es im Kreuzgegenstrom zum Luftstrom geführt wird. Die Wassertemperatur wird am Ein- und Ausgang aufgrund der geringen Temperaturdifferenz mit einem PT100 gemessen. Das Wasser wird dann dem Vorratsbehälter zugeführt. Für die Versuchsreihe C wird der Kühlkreislauf durch ein Thermostat ersetzt, um das Wasser über die Umgebungstemperatur zu erwärmen, so dass auch Wärme vom Wasser an die Luft übergehen und somit eine Temperaturerhöhung auf der Luftseite gemessen werden kann.

Die Stromführung des Rohrippenwärmeübertragers auf der Flüssigkeitsseite erfolgt in zwei Rohrreihen, wobei das Fluid zunächst durch ein einzelnes Rohr in zwei gegensinnigen Durchgängen geführt wird, bevor es in zwei Rohre geteilt wird, wie in Abb. 5.2 dargestellt. Hier wird angenommen, dass sich der Massenstrom zu gleichen Teilen auf die beiden abgehenden Rohre aufteilt. Die Rohre werden 10-fach jeweils um 180° umgelenkt. Analog dazu werden die beiden Massenströme am Austritt wieder zusammengeführt und verlassen den Wärmeübertrager durch ein einziges Rohr, so dass am Austritt die Mischungstemperatur der beiden Ströme gemessen wird. Die Abmaße und geometrischen Parameter des Wärmeübertragers sind in Tab. 8.7 aufgeführt.

Die Querschnittsfläche der glatten Kupferrohre ist kreisförmig. Damit liegen die Abmaße innerhalb der Grenzen für die Korrelationen von Wang und Chi [89] aus Gl. (3.4) und Gl. (3.12) für einen Rohrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen. Dies gilt ebenso für die Wärmeübergangskorrelation von Gray und Webb mit Ausnahme des auf den Außendurchmesser bezogenen Rohrversatzes quer zur Luftstromrichtung, der mit 2,6 die entsprechende Grenze von 2,55 um 2% überschreitet. Der Gültigkeitsbereich der Druckverlustkorrelation von McQuiston aus Gl. (3.15) schließt die Abmaße des verwendeten Wärmeübertragers bis auf eine Ausnahme ein. Diese Ausnahme betrifft den Rohrversatz in Luftstromrichtung, der mit 21,8 mm 14% geringer als der minimale Wert von 25,4 mm ist. Der Gültigkeitsbereich der Wärmeübergangs- und Druckverlustkorrelation für Filmkondensation von Wang et al. an geraden Rippen ist deutlich geringer. Die relative Abweichung vom äußeren Rohrdurchmesser beträgt 2,3%. Der Rohrversatz quer und in Luftstromrichtung weicht weniger als 1% ab. Der Rippenversatz liegt innerhalb des Gültigkeitsbereichs. Es sei darauf hingewiesen, dass der verwendete Rohrippenwärmeübertrager aus Abb. 5.2 durch die gefaltete Geometrie und wegen der Aufteilung des Kühlmittels nach einem Durchgang und der Zusammenführung des Kühlmittels vor dem letzten Durchgang eine besondere Stromführung aufweist. Sie unterscheidet sich von den experimentellen Aufbauten, die für die Erstellung der Korrelationen verwendet wurde. So kann

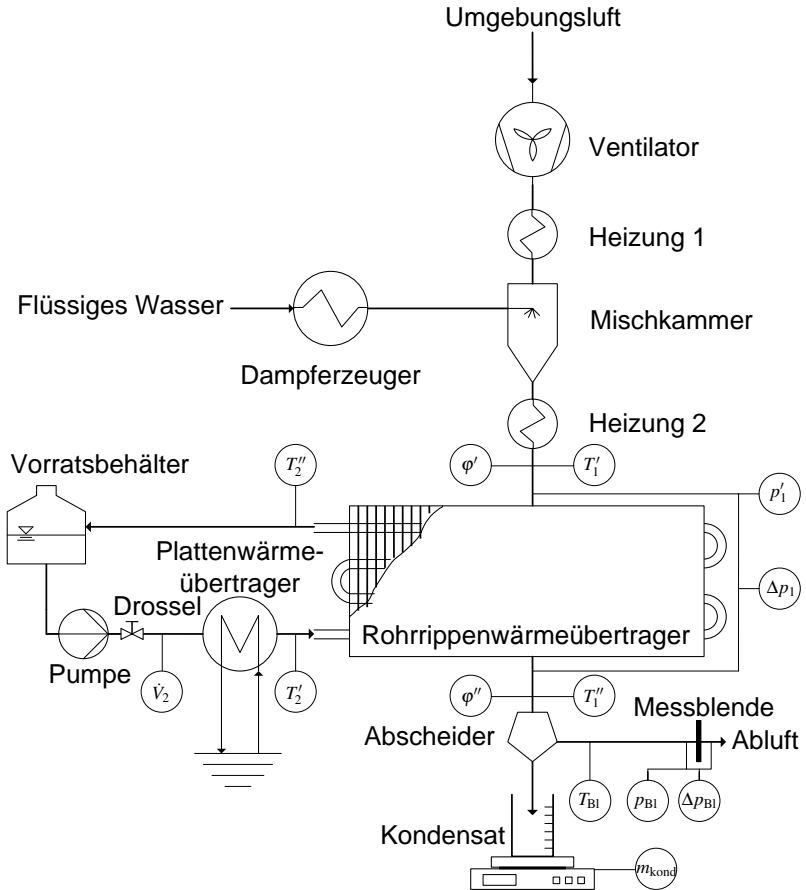
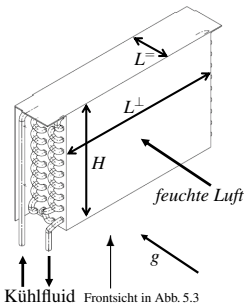
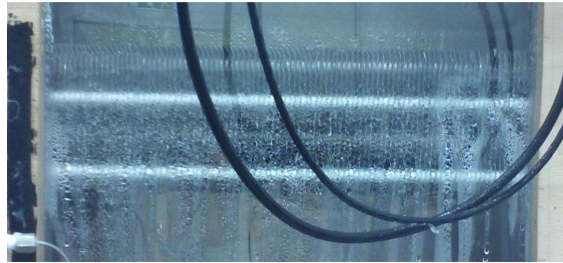


Abb. 5.1: P&amp;I-Diagramm des Versuchsaufbaus



**Abb. 5.2:** Strömungsrichtungen und Abmaße; Bildquelle: Mit freundlicher Genehmigung der Fa. Pfannenberg



**Abb. 5.3:** Rohrrippenwärmeübertrager bei der Kühlung von *feuchter Luft* mit partieller Kondensation des Wasserdampfs

hinsichtlich der Wärmeübertragung der Wärmeübertrager mit zwei Rohrreihen beschrieben werden, wohingegen die Luftseite 4 Rohrreihen umströmt. Dies wird innerhalb der Modellierung durch die Einführung eines Faktors berücksichtigt, der diese scheinbaren Rohrreihen auf der Außenseite beschreibt, ohne dass der Kühlmittelstrom in vier Rohre aufgeteilt wird.

## 5.2 Versuchsergebnisse

Die in diesem Abschnitt aufgeführten Versuchsergebnisse basieren auf den von Oehme und Kabelac [53] veröffentlichten Werten. Sie wurden um die Messpunkte reduziert, für die sich aufgrund von Regelschwankungen einer elektrischen Heizung und Temperaturschwankungen im Plattenwärmeübertrager kein ausreichend stationärer Betrieb eingestellt hat. Die Messergebnisse der Serien A, B und C ohne Kondensation sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Die Serie A umfasst 11 Messpunkte, bei denen die Umgebungsluft mit elektrischen Heizungen vorgewärmt und dann im Wärmeübertrager abgekühlt wurde. Die Auswertung der Enthalpiestromdifferenzen zur Überprüfung der Energiebilanz in Abb. 5.4 führt zu einer Differenz auf der Luftseite um etwa 10%. Für die beiden Messungen der Serie B wurde auf die elektrischen Vorheizungen verzichtet, so dass der zugeführte Luftstrom im Bilanzraum unterhalb der Umgebungstemperatur abgekühlt wird. Für die Messungen der Serie C wurde der Kühlkreislauf durch einen Thermostaten ersetzt und das Wasser beheizt. Die Zuluft wurde in der Serie C nicht vorgeheizt, so dass sie von Umgebungstemperatur aufgeheizt wird. Die Messungen der Serie A unter Verwendung einer elektrischen Vorheizung führen aufgrund der großen Temperaturdifferenzen zu erheblich höheren Wärmeströmen, als dies für die



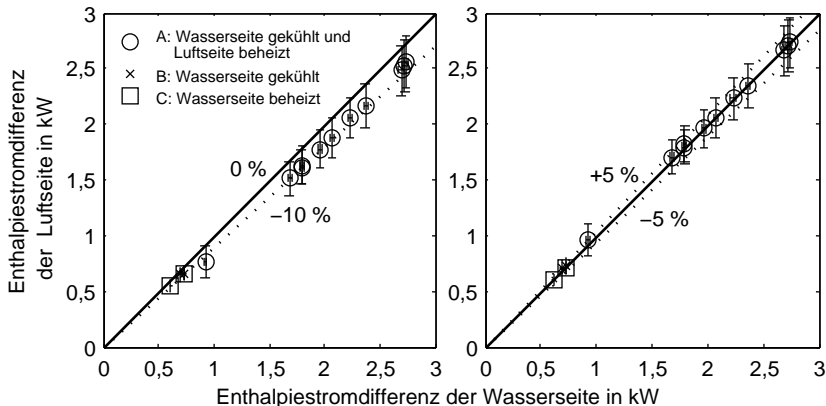
**Tab. 5.1:** Ergebnisse der Versuchsreihen A, B und C (trockene Oberfläche)

Nr.	Wasserseite				Luftseite					
	$T_2'$ in K	$T_2''$ in K	$\dot{m}_2$ in kg/s	$\Delta \dot{H}_2$ in W	$T_1'$ in K	$T_1''$ in K	$X'$ in g/kg	$\dot{m}_{1, \text{trL, kor}}$ in g/s	$\Delta \dot{H}_1$ in W	$\dot{H}_{1, \text{kor}}$ in W
A1	285,2	287,3	0,199	1793	318,4	289,2	14,0	67	1627	1796
A2	285,4	287,7	0,200	1964	319,1	289,8	14,2	69	1791	1959
A3	285,4	287,9	0,200	2069	319,0	290,0	14,0	69	1895	2060
A4	285,3	288,1	0,200	2370	319,0	290,8	13,5	84	2181	2342
A5	285,6	288,8	0,200	2727	320,1	291,8	13,8	59	2546	2704
A6	285,3	289,3	0,167	2741	320,6	291,9	14,0	65	2578	2737
A7	285,2	286,6	0,167	925	316,8	287,1	15,5	69	776	954
A8	285,2	287,7	0,166	1684	319,1	288,8	14,6	81	1527	1704
A9	285,3	287,9	0,166	1795	319,0	289,3	14,0	93	1647	1821
A10	285,3	288,6	0,165	2228	318,5	290,6	13,2	92	2070	2232
A11	285,1	289,1	0,164	2694	320,4	291,4	14,6	30	2504	2666
B1	285,4	286,5	0,154	694	297,1	286,9	6,2	54	650,2	713
B2	285,4	286,3	0,184	730	297,4	286,9	6,3	58	662,8	727
C1	311,2	308,5	0,054	-611	299,8	308,5	7,4	77	-546,3	-600
C2	311,2	308,0	0,055	-731	299,3	307,8	7,4	90	-656,6	-710

Serien B und C der Fall ist. Da für die Messungen der Serie A die Eingangstemperatur oberhalb der Umgebungsluft und die Ausgangstemperatur auf der Luftseite unterhalb der Umgebungsluft liegt, kann keine eindeutige Aussage über den Einfluss von Wärmetransport durch die adiabate Wandung getroffen werden. Durch die Bauart des Versuchstandes kompensieren sich die ein- und ausgehenden parasitären Wärmeströme zum Teil. Durch den Betrieb oberhalb bzw. unterhalb der Umgebungstemperatur kann die Ursache für die Enthalpiestromdifferenz eingegrenzt werden und ein Verluststrom auf der Luftseite quantifiziert werden. Der Abb.5.4 (links) kann entnommen werden, dass für die Serien A, B und C die Enthalpiestromänderung auf der Luftseite etwa 10% geringer ist als auf der Wasserseite. Wird der Versuchstand unterhalb der Umgebungstemperatur betrieben (Serie B), so ist die relative Abweichung geringer. Dies entspricht der Erwartung, da nun aufgrund der Temperaturdifferenz ein Wärmestrom aus der Umgebung in den Bilanzraum eindringen muss. Allerdings reicht diese Erklärung nicht aus, um die Differenz zu erklären. Es wird daher angenommen, dass die Differenz aufgrund von Leckagen entsteht. Die Messblende zur Luftstrommessung befindet sich stromabwärts des Bilanzraums. Es ist davon auszugehen, dass trotz sorgfältiger Abdichtung ein Teil des Volumenstroms zwar durch den Wärmeübertrager, nicht aber durch die Messblende strömt, da die Anlage luftseitig unter einem leichten Überdruck steht. Da die Werte für den Volumenstrom der Leckage der Serie A ohne Tendenz um den Mittelwert von  $5,088 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$  verteilt sind, wird dieser Wert, sowohl für die trockenen Messungen als auch für die Messungen mit partieller Kondensation zu dem gemessenen Volumenstrom addiert. Die Abb. 5.4 (rechts) zeigt die Enthalpiestromdifferenzen auf der Wasserseite und der Luftseite unter Berücksichtigung eines konstanten mittleren Volumenstromverlusts. Es kann

gezeigt werden, dass alle Messpunkte innerhalb einer Abweichung von 5% liegen und damit die Forderung des entsprechenden ASHRAE Standards [4] erfüllen. Die Unsicherheiten der Enthalpiestromdifferenz auf der Luftseite betragen maximal 12,1% und auf der Wasserseite  $\pm 2,1\%$ . Wird der Taupunkt der Luft beim Durchtritt durch den Wärmeübertrager unterschritten, so fällt flüssiges Kondensat aus, das im Abscheider abgetrennt und anschließend aufgefangen wird. Ist die Versuchsdauer bekannt, kann aus der abgeschiedenen Kondensatmasse der mittlere Kondensatmassenstrom bestimmt werden. Die Messergebnisse der Versuchsreihe D, bei denen es zu einer partiellen Kondensation des Wasserdampfs kommt, sind in Tab. 5.2 zusammengefasst. Die Luftereinlasstemperaturen liegen deutlich oberhalb derer aus den Versuchsreihen A, B und C aufgrund der Temperatur des zugeführten Wasserdampfs, die typischerweise  $100\text{ }^\circ\text{C}$  beträgt. In Abb. 5.3 wird der verwendete Rohrrippenwärmeübertrager im Betrieb während der Entfeuchtung von *feuchter Luft* gezeigt. Aus den Beobachtungen geht hervor, dass das Kondensat an der Wand ausfällt, sich akkumuliert und dann an der Struktur des Wärmeübertragers zum Luftauslass strömt. Es ist davon auszugehen, dass das Kondensat unter die Taupunkttemperatur unterkühlt sein wird, wenn sich Kondensattropfen aus den Zwischenräumen der Rippen lösen und dann auf die Temperaturmessstellen treffen und diese benetzen. Der gemessene Wert der Temperatur liegt somit unterhalb der Lufttemperatur und oberhalb der Kondensattemperatur.

Da die Blendenmessung zur Bestimmung des Volumenstroms stromabwärts des Wärmeübertragers angeordnet ist und die Lufttemperatur eine Funktion des Was-



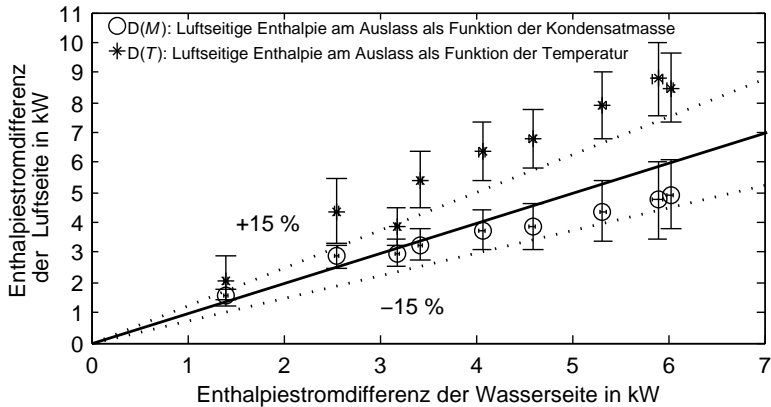
**Abb. 5.4:** links: Enthalpiestromdifferenzen zwischen der Wasser- und der Luftseite für trockenen Messungen; rechts: Enthalpiestromdifferenzen unter Berücksichtigung eines Volumenstromverlusts von  $5,088 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$  zwischen der Wasser und der Luftseite für die trockenen Messungen

**Tab. 5.2:** Ergebnisse der Versuchsreihe D (Filmkondensation)

Nr.	Wasserseite			Luftseite						$m_{\text{kond}}$ in kg	$t$ in s
	$T_2'$ in K	$T_2''$ in K	$\dot{m}_2$ in kg/s	$\Delta\dot{H}_2$ in W	$T_1''$ in K	$X'$ in g/kg	$\Delta\dot{H}_1(T_1')$ in W	$\Delta\dot{H}_1(m_{\text{kond}})$ in W			
D1	284,7	287,9	0,103	1401	310,9	40,0	2030	1596	0,889	2798	
D2	284,9	289,3	0,173	3175	310,8	38,2	3866	2982	1,199	1662	
D3	285,5	288,5	0,200	2554	319,7	63,7	4386	2876	0,999	1538	
D4	285,5	289,6	0,200	3420	320,8	62,8	5410	3263	0,999	1322	
D5	285,6	290,3	0,207	4068	320,8	64,9	6339	3750	1,059	1174	
D6	285,7	291,0	0,207	4594	321,2	64,6	6770	3868	1,003	1071	
D7	285,7	292,0	0,200	5324	320,9	63,9	7911	4380	1,092	1017	
D8	285,7	292,9	0,200	6028	321,4	62,3	8491	4933	1,054	834	
D9	285,8	295,4	0,146	5894	321,6	70,4	8779	4764	1,037	848	

seranteils der gesättigten Luft ist, führt eine Messunsicherheit der Lufttemperatur am Luftauslass über die Fluidichte zu einer Unsicherheit des trockenen Luftmassenstroms. Es werden daher in Abb. 5.5 die Enthalpieänderungen der Luftseite über die Wasserseite aufgetragen unter der Annahme, dass am Luftauslass ein thermisches Gleichgewicht bei der gemessenen Temperatur vorliegt. Darüber hinaus wird über das gemessene Kondensat ein hypothetischer Wasseranteil der Luft im Sättigungszustand am Luftauslass bestimmt und die Enthalpiedifferenz für die zugehörige Taupunkttemperatur berechnet.

Um verlässliche Werte für die Validierung zu erhalten, wird die Enthalpieänderung der Wasserseite als wahr angenommen. Dies führt unter der Annahme eines



**Abb. 5.5:** Gemessene Enthalpieströme mit partieller Kondensation. Serie D(T): Unter Verwendung der gemessenen Temperatur am Luftaustritt. Serie D(M): Unter Verwendung des gemessenen Kondensatflusses

**Tab. 5.3:** Vergleich der gemessenen und berechneten Luftauslasstemperatur

D	analog zu Serie A (gemessen)		$f(m_{\text{Kond.}t})$		adiabat				
	$T_1''$ in K	$\dot{m}_{rL}$ in kg/s	$T_1''$ in K	$\dot{m}_{rL}$ in kg/s	Gleichgewicht		Nicht-Gleichgewicht		
					$T_1''$ in K	$\dot{m}_{rL}$ in kg/s	$T_1''$ in K	$T_{\text{kond}}$ in K	$\dot{m}_{rL}$ in kg/s
1	287,9	0,01477	296,6	0,01462	296,8	0,01462	297,1	284,7	0,01461
2	291,0	0,04007	298,2	0,03970	295,3	0,03987	295,6	284,9	0,03985
3	288,5	0,02094	305,5	0,02040	304,8	0,02043	305,2	285,5	0,02041
4	290,3	0,02848	307,5	0,02766	303,9	0,02789	304,3	285,5	0,02787
5	291,7	0,03435	308,3	0,03333	304,3	0,03366	304,8	285,6	0,03362
6	293,7	0,03909	309,2	0,03791	304,2	0,03840	304,6	285,7	0,03836
7	294,3	0,04792	309,8	0,04645	304,6	0,04708	305,0	285,7	0,04703
8	296,6	0,05731	309,4	0,05579	304,6	0,05648	305,1	285,7	0,05642
9	297,5	0,05224	311,8	0,05056	307,0	0,05127	307,4	285,8	0,05120

thermischen Gleichgewichts zwischen der gesättigten Luft- und Kondensatphase am Luftauslass zu konsistenten Werten. Der verbleibende Wasseranteil in der Luft muss bei der Berechnung des trockenen Luftmassenstroms aus den Messwerten berücksichtigt werden, da er die Messblende ebenfalls durchströmt. Die Abschätzung der Kondensattemperatur nach unten mit der gemessenen Kühlwassereingangstemperatur  $T_{\text{kond}} = T_2'$  unter der Annahme, dass ein Nichtgleichgewicht zwischen der Luft- und der Kondensatphase am Auslass vorliegt, führt zu einer abweichenden Wasserbeladung der Luft an der Messblende. Dies hat nur einen sehr geringen Einfluss auf die Berechnung des Massenstroms der trockenen Luft von weniger als 0,7%. Die Auswirkung auf die Luftauslasstemperatur ist in Tab. 5.3 dargestellt.

### 5.3 Unsicherheitsanalyse

In diesem Abschnitt wird auf die Berechnung der Unsicherheiten der Versuchsergebnisse eingegangen. Nach Taylor [79] kann die experimentelle Unsicherheit einer Messgröße für wiederholte Messungen als die Summe der Beträge der zufälligen und systematischen Unsicherheit verwendet werden. Die zufällige Unsicherheit wird durch die Standardabweichung des Mittelwerts in Abhängigkeit der Anzahl der Messungen  $N_M$  und der Standardabweichung  $\sigma$  mit folgender Gleichung

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{N_M}} \quad (5.1)$$

beschrieben. Die systematischen Unsicherheiten werden durch die aus Kalibrierdaten ermittelten Abweichungen abgeleitet. Während die Druck- und Temperatursensoren am Institut für Thermodynamik kalibriert wurden, wird zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Feuchtesensoren und der Messturbine auf Herstellerangaben zurückgegriffen. Die Berechnung der systematischen Unsicherheit des Luftmassenstroms erfolgt normgerecht [50]. Die Unsicherheiten der

Stoffwerte, die sich aus der Unsicherheit der Temperatur und der Gaszusammensetzung ergeben, werden durch das Einsetzen der Gesamtunsicherheit der jeweiligen Stoffgröße berechnet. Der maximale Fehler der Wassertemperatur an der Volumenstrommessung wird durch die Ausgangstemperatur des Wärmeübertragers und der Umgebungstemperatur abgeschätzt.

Abweichungen, die sich nicht mit der systematischen und zufälligen Unsicherheit erklären lassen, deuten auf grobe Fehler hin. Als grobe Fehler kann die Benetzung der Temperatursensoren am Luftauslass, der Wärmetransport an die oder aus der Umgebung, das unvollständige Abscheiden und Auffangen des Kondensats, Leckageströme und ein instationärer Betrieb gewertet werden. Der geringe Einfluss des Wärmetransports an die Umgebung konnte durch die Messungen der Serie A und B gezeigt werden. Wird die Enthalpiestromänderung auf der Wasserseite für die trockenen Messungen  $\Delta\dot{H}_2$  gleich der Enthalpiestromdifferenz auf der Luftseite  $\Delta\dot{H}_1$  gesetzt, kann aus dem Missverhältnis ein Volumenstromverlust an die Umgebung berechnet werden. Die Werte streuen um den Mittelwert  $(5,0881 \pm 1) \cdot 10^{-06} \text{ m}^3/\text{s}$ . Diese Unsicherheit wird für die Versuchreihen D übernommen. Hinsichtlich der Messung des Kondensatstroms und der im besten Fall vollständigen Abscheiderate kann die Aussage getätigt werden, dass der gemessene Wert stets kleiner als der wahre Wert für den Kondensatmassenstrom sein muss. Die Annahme, dass die Temperaturmessstellen am Luftauslass eine Mischtemperatur aus Kondensattemperatur und Lufttemperatur messen, kann für die Versuchsreihe D auf Plausibilität überprüft werden. Für den adiabaten Fall muss die gemessene Temperatur kleiner als die berechnete und größer als die Temperatur am Wassereinlass sein. Die Unsicherheit der Enthalpiestromdifferenzen wird nach der allgemeinen Methode zur Berechnung zur Fehlerfortpflanzung bestimmt. Für die Berechnung der partiellen Ableitungen wird die Enthalpiestromdifferenz als Funktion der gemessenen Größen angeführt. Die Gleichungen sind in Anhang 8.1 aufgeführt. Die von Baehr und Kabelac [6] angegebenen Unsicherheiten für die Gaskonstanten von Wasser und Luft sind ohne Einfluss auf die hier für die Enthalpiestromänderung angegebenen Unsicherheiten, so dass diese Werte als nicht fehlerbehaftet behandelt werden. Die partiellen Ableitungen der Gl. (8.1) bis (8.4) werden mit den entsprechenden Gesamtunsicherheiten multipliziert und nach dem folgenden Schema addiert, das hier beispielhaft für die Berechnung die Enthalpiestromdifferenz der *feuchten Luft* angeführt ist

$$\delta \Delta \dot{H}_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta \dot{H}_1}{\partial \dot{V}_1} \delta \dot{V}_1\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial \Delta \dot{H}_1}{\partial T_1''} \delta T_1''\right)^2}. \quad (5.2)$$

Die berechneten Unsicherheiten sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 angegeben und in den Abb. 5.4 und 5.5 durch Fehlerbalken dargestellt. Die relative Abweichung in Abb. 5.8, 5.11, 5.14 und 5.17 wird durch das Verhältnis des Messwerts zum

berechneten Wert, hier am Beispiel des Wärmestroms,

$$\text{relative Abweichung} = \frac{\dot{Q}_{\text{sim}}}{\dot{Q}_M} \quad (5.3)$$

beschrieben.

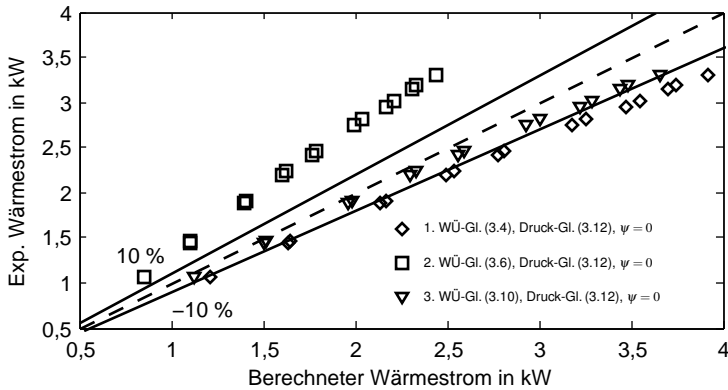
### 5.4 Validierung

Der Vergleich des Verhaltens eines realen Systems mit seinem Modell wird als Validierung bezeichnet. Sie erlaubt Aussagen über die Gültigkeit und Genauigkeit des Modells. Im Folgenden werden dazu eigene Versuchsergebnisse und Literaturwerte verwendet, die von McQuiston [43] für trockene Oberflächen und bei dem Auftreten von Filmkondensation veröffentlicht wurden. Dazu werden den geometrischen Parametern Werte zugewiesen, die den jeweils verwendeten Wärmeübertrager beschreiben. Den Zustandsgrößen der einströmenden Fluidströme werden im Modell die entsprechenden Messwerte zugeordnet. Die Korrekturfaktoren  $F$  und  $F^+$  sowie die mittlere Temperatur der *feuchten Luft*  $T_{m,1}$  werden für jeden in der Validierung verwendeten Betriebspunkt mit dem Zellenmodell berechnet. Während der Iteration wird der Übertragungsfaktor variiert, bis die Abweichung des gemessenen und des berechneten Wärmestroms aus dem Zellenmodell weniger als 2 W abweichen. Dies ist notwendig, da in den Versuchen keine Sättigungsbedingungen am Lufteinlass vorliegen. Solche Bedingungen können durch die Korrelationen für den Korrekturfaktor  $F^+$  und die mittlere Temperatur der *feuchten Luft* nur durch Mittelung berechnet werden. Mit der Iteration des Zellenmodells ist es hingegen möglich für diese spezifischen Fälle die Korrekturfaktoren und mittleren Temperaturen auf der Luftseite zu bestimmen.

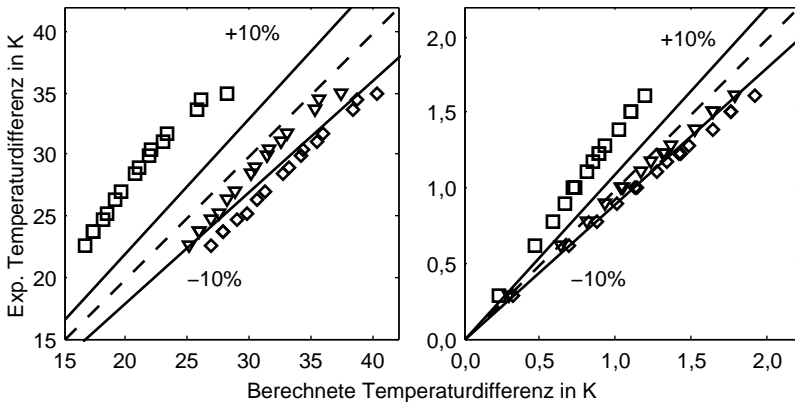
#### 5.4.1 Trockene Oberfläche

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse mit den Versuchsergebnissen der Serie 40100 von McQuiston [43] verglichen. Für die Berechnung des Wärmeübergangs mit trockenen und ebenen Rippen sind die Korrelation von Wang et al. [90] (1.) aus Gl.(3.4) und von Gray und Webb [20] (3.) aus Gl.(3.10) anwendbar. Zusätzlich wurde der Wärmeübergang auf der Luftseite mit der Korrelation von Wang et al. [87] für Filmkondensation (2.) an ebenen Rippen aus Gl.(3.6) berechnet und die entsprechenden Ergebnisse für den Wärmestrom und die Temperaturdifferenzen in den Abb. 5.6, 5.7 und 5.8 dargestellt.

Die Validierungsrechnung zeigt eine mittlere relative Abweichung des berechneten Wärmestroms von 7% für die Korrelation von Gray und Webb und 16% für die Berechnung nach Wang und Chi [89]. Entsprechend weichen die Temperaturdifferenzen im Mittel auf der Luftseite und Wasserseite um 6% und 15% vom Messwert ab. Die Anwendung der Korrelation für Filmkondensation führt zu Ergebnissen, die etwa 25% unterhalb der Messwerte liegen. Das Verhältnis der Messwerte zu den berechneten Werten über die Reynolds-Zahl ist in Abb.5.8 dargestellt. Die Berechnung des Druckverlusts nach Wang et al. aus Gl. (3.12) führt

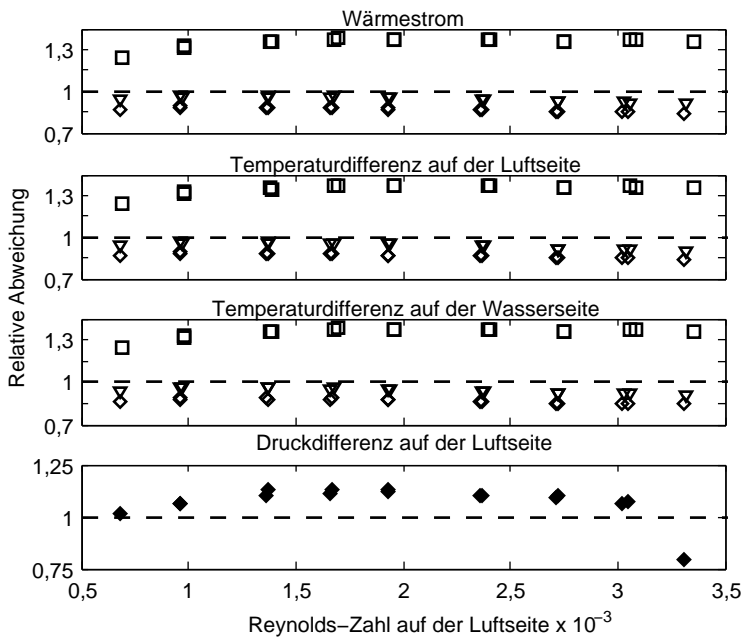


**Abb. 5.6:** Vergleich der von McQuiston [43] in der Messreihe 40100 experimentell bestimmten Wärmeströme für trockene und ebene Rippen mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelation für den luftseitigen Wärmeübergang



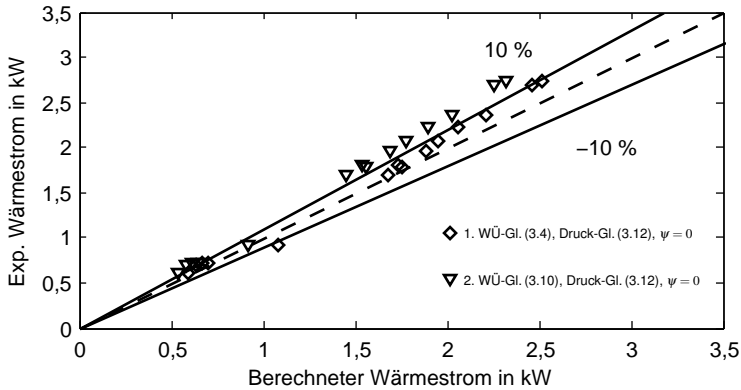
**Abb. 5.7:** Vergleich der von McQuiston [43] in der Messreihe 40100 experimentell bestimmten Temperaturdifferenzen auf der Luftseite (links) und auf der Wasserseite (rechts) für trockene und ebene Rippen mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelationen für den luftseitigen Wärmeübergang (vgl. Legende in Abb. 5.6)

im Mittel zu einem relativen Fehler von 10%. Die Validierung durch die eigenen Messreihen bei trockener Oberfläche erfolgt mit den in Tab.5.1 zusammengefassten Versuchsergebnissen. Die verwendeten Wärmeübergangsbeziehungen für die Beschreibung des luftseitigen Wärmeübergangs sind ebenfalls die von Wang et al. (1.) aus Gl.(3.4) und von Gray und Webb (2.) aus Gl. (3.10) für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen und trockenen Oberflächen. In Abb. 5.9 sind die experimentell ermittelten Wärmeströme über die entsprechenden Simulationsergebnisse aufgetragen. Für diese Korrelation betragen die mittleren relativen Abweichungen 6% und 15%. Die mittleren relativen Abweichungen der Temperaturdifferenzen betragen auf der Luftseite 7% und 14% und auf der Wasserseite 6% und 15%. Die Temperaturdifferenzen sind für die Luft- und Wasserseite in Abb.5.10 dargestellt. Die relativen Abweichungen des Wärmeströms, der Temperaturdifferenzen und des Druckverlusts über die Reynolds-Zahl

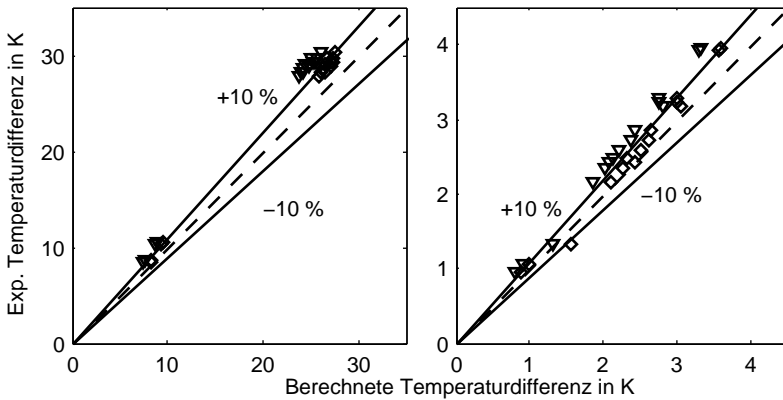


**Abb. 5.8:** Verhältnis der Messwerte zu den berechneten Werten der Wärmeströme, der luft- und wasserseitigen Temperaturdifferenzen und der luftseitigen Druckdifferenz über die luftseitigen, auf den Rohraußendurchmesser bezogenen, berechneten Reynolds-Zahlen für die Messreihe 40100 von McQuiston [43] (vgl. Legende in Abb. 5.6)





**Abb. 5.9:** Vergleich von experimentell bestimmten Wärmeströmen für ebene Rippen und trockener Oberfläche mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelationen für den luftseitigen Wärmeübergang der Messreihen A, B und C



**Abb. 5.10:** Vergleich von experimentell bestimmten Temperaturdifferenzen auf der Luftseite (links) und auf der Wasserseite (rechts) für gerade Rippen und trockener Oberfläche mit berechneten Werten unter Verwendung von zwei unterschiedlichen Korrelationen für den luftseitigen Wärmeübergang der Messreihen A, B und C (vgl. Legende in Abb. 5.9)

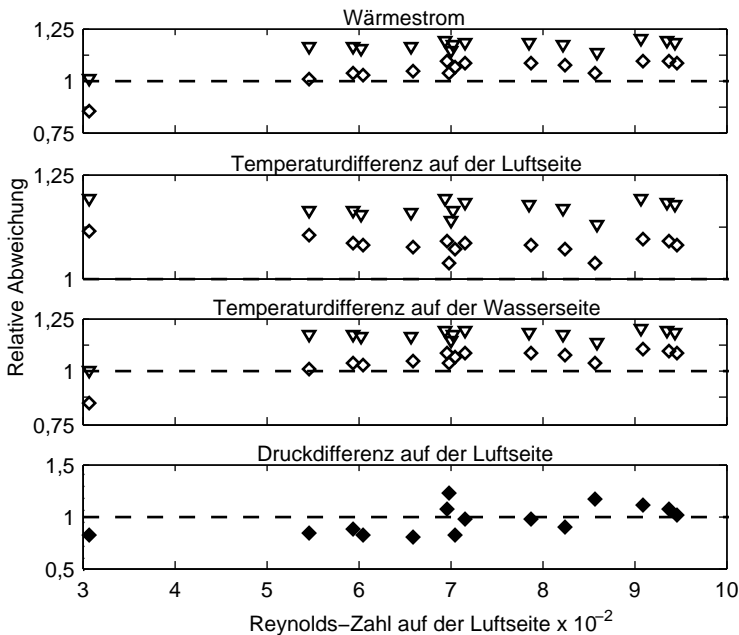
sind in Abb. 5.11 aufgetragen. Die Berechnung des Druckverlusts erfolgt mit der Korrelation von Wang und Chi nach Gl. (3.12) und weicht im Mittel 12% vom Messwert ab.

### 5.4.2 Filmkondensation

Die Validierung beim Auftreten von Filmkondensation erfolgt mit den Versuchsergebnissen der Serie 41001 von McQuiston [43] und mit eigenen Messungen.

In Abb. 5.12 sind die von McQuiston experimentell ermittelten über die entsprechenden berechneten Wärmeströme aufgetragen. Die fünf unterschiedlichen berechneten Kombinationen aus Wärme- und Druckverlustkorrelation mit den entsprechenden Einstellungen werden hier kurz erläutert:

1. Wärmeübergangskorrelation für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen unter Entfeuchtungsbedingungen nach Wang et al. [87] und Druckverlustbeiwert für trockene Oberflächen nach Wang et al. [90] ohne Berücksichtigung der Kondensatfilmbildung
2. Wärmeübergangskorrelation für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen unter Entfeuchtungsbedingungen nach Wang et al. [87] und Druckverlustbeiwert für benetzte Oberflächen nach McQuiston [44] ohne Berücksichtigung



**Abb. 5.11:** Verhältnis der Messwerte zu den berechneten Werten der Wärmeströme, der luft- und wasserseitigen Temperaturdifferenzen und der luftseitigen Druckdifferenzen über die luftseitigen, auf den Rohraußendurchmesser bezogenen, berechneten Reynolds-Zahlen für die Messreihen A, B und C. (vgl. Legende in Abb. 5.9)

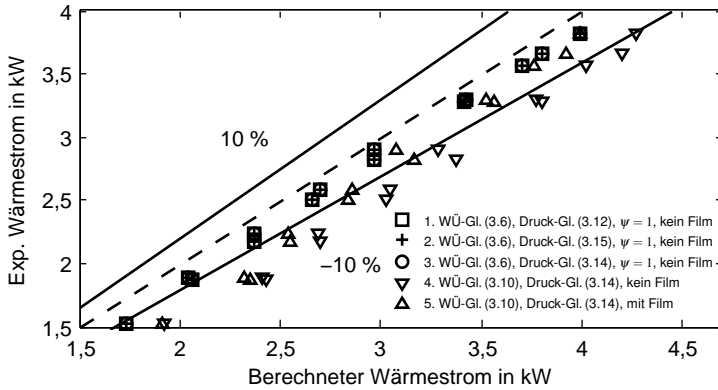
---

 der Kondensatfilmbildung

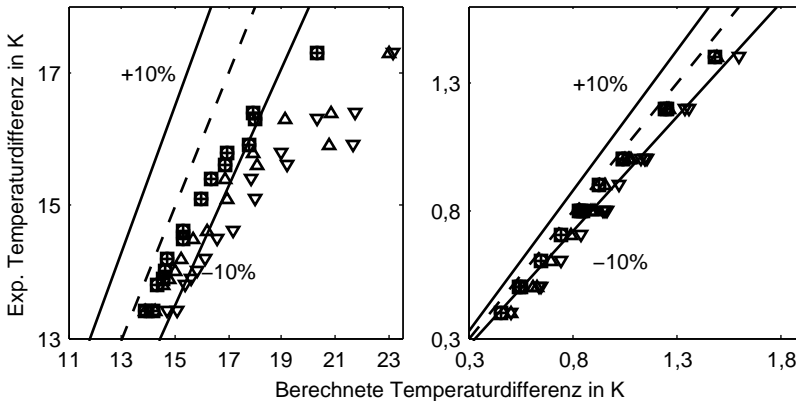
3. Wärmeübergangskorrelation für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen unter Entfeuchtungsbedingungen und Druckverlustbeiwert für benetzte Oberflächen nach Wang et al. [87] ohne gesonderte Berücksichtigung der Kondensatfilmbildung
4. Wärmeübergangskorrelation für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen für trockene Oberflächen nach Wang et al. [90] und Korrelation für den Druckverlustbeiwert für benetzte Oberflächen nach Wang et al. [87] sowie Berechnung des Flächenverhältnisses nach Gl. (4.87) ohne gesonderte Berücksichtigung der Kondensatfilmbildung
5. Wärmeübergangskorrelation für Rohrrippenwärmeübertrager mit geraden Rippen für trockene Oberflächen nach Gray und Webb [20] und Berechnung des Flächenverhältnisses nach Gl. (4.87) sowie den Druckverlustbeiwert für benetzte Oberflächen nach Wang et al. [87] mit gesonderter Berücksichtigung der Kondensatfilmbildung nach Rose [67]

Für die Rechnungen 1 bis 3 wurde das Flächenverhältnis  $\psi = 1$  festgelegt, weil diese Korrelation auf Messwerten beruhen, die für einen gesamten Wärmeübertrager bei relativen Luftfeuchten am Lufteinlass von 50 bis 90% gilt. Alle Effekte, wie zum Beispiel die Filmbildung sind innerhalb der Korrelation enthalten, weshalb der Film für diese Berechnungen ebenfalls unberücksichtigt bleibt. Außerdem wird die Lewis-Zahl für alle Rechnungen zu 1 gesetzt, da dies den Annahmen zur Evaluation der Wärmeübergangskorrelationen entspricht. In Abb. 5.12 sind die berechneten und aus Messwerten bestimmten Wärmeströme dargestellt. Die mittleren relativen Abweichungen für die Rechnungen 1 bis 3 betragen 5%. Die Verwendung einer Korrelation für trockene Oberflächen ohne den Kondensatfilm zu berücksichtigen (Rechnung 4) führt zu einer relativen mittleren Abweichung von 17%. Wird hingegen der Kondensatfilm berücksichtigt, verringert sich diese Abweichung auf 10% (Rechnung 5). Dies deckt sich auch mit den Abweichungen der Temperaturdifferenzen auf der Wasserseite, wohingegen die Abweichungen auf der Luftseite 2%-Punkte darüber liegen. Aus Abb. 5.14 geht hervor, dass diese Abweichung bei geringen Reynolds-Zahlen ansteigen. Dies gilt insbesondere für die berechneten Druckdifferenzen, die den Messwert bis um das fünffache übersteigen. Die Anströmgeschwindigkeit des Messpunkts mit der geringsten Reynolds-Zahl liegt außerhalb des Gültigkeitsbereichs von 1 m/s.

Die Validierung des geometrischen Modells für die Filmkondensation erfolgt mit den in Tab. 5.2 aufgeführten Messdaten. Die experimentell bestimmten Wärmeströme sind in Abb. 5.15 über die berechneten Werte aufgetragen. Die Auswahl der Korrelationen für die Rechnungen 1 bis 3 ist mit den vorangegangenen identisch. Für die Rechnung 4 und 5 werden der Kondensatfilm berücksichtigt und die Lewis-Zahl nach Gl. (4.68) berechnet. Mit der in Rechnung 4 verwendeten

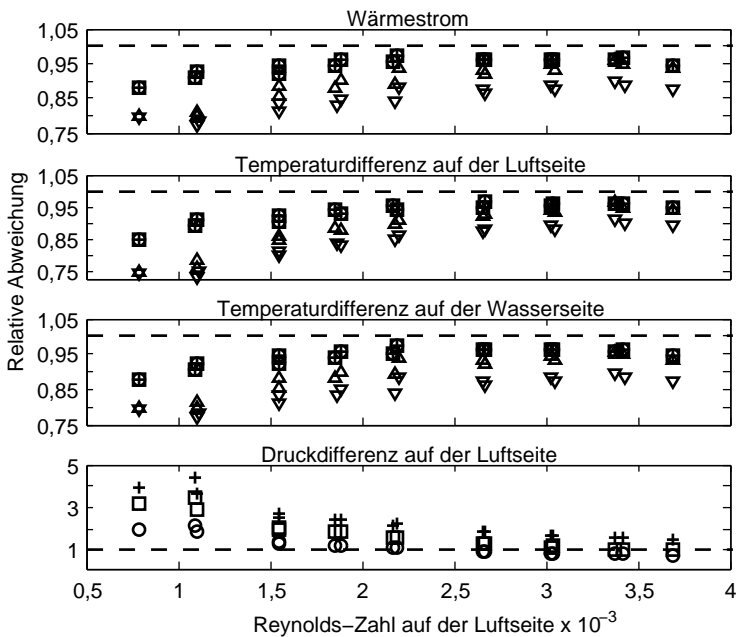


**Abb. 5.12:** Vergleich der von McQuiston [43] in der Messreihe 41001 experimentell bestimmten Wärmeströme bei Filmkondensation auf ebenen Rippen mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelation für den luftseitigen Druckverlust und Wärmeübergang



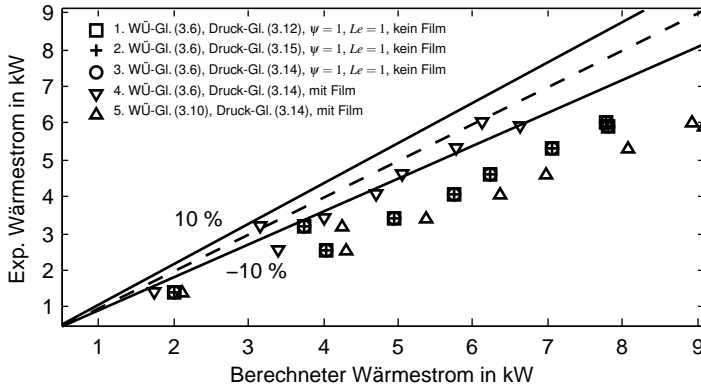
**Abb. 5.13:** Vergleich der von McQuiston [43] in der Messreihe 41001 experimentell bestimmten Temperaturdifferenz auf der Luftseite (links) und auf der Wasserseite (rechts) bei Filmkondensation und ebenen Rippen mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelationen für den luftseitigen Druckverlust (vgl. Legende in Abb. 5.12)

Wärmeübergangskorrelation von Wang et al. [87] wird eine mittlere relative Abweichung von 10% erreicht, wohingegen die Abweichungen der Wärmeströme der Rechnungen 1 bis 3 38% und der Rechnung 5 58% betragen. Die in Abb. 5.16 dargestellten Temperaturdifferenzen auf der Luft- und Wasserseite verdeutlichen die in Abschnitt 5.2 beschriebenen Unsicherheiten hinsichtlich der Temperaturmessung am Luftauslass bei Filmkondensation. Die mittleren relativen Abweichung betragen auf der Luftseite 6% für die Rechnungen 1 bis 3 und 27% bzw. 13% für die Rechnungen 3 und 4. Die mittleren relativen Abweichungen auf der Wasserseite entsprechen denen für die Wärmeströme auf  $\pm 2\%$ . Der Abb. 5.17 ist zu entnehmen, dass zwei Messpunkte bei Reynolds-Zahlen unterhalb von 300 und damit außerhalb der Gültigkeit der Wärmeübergangskorrelationen liegen. Oberhalb dieser Grenze ist keine Trend hinsichtlich des Verhältnisses von Messwert zu berechneten Wert für die Wärmeströme und die Temperaturdifferenzen zu

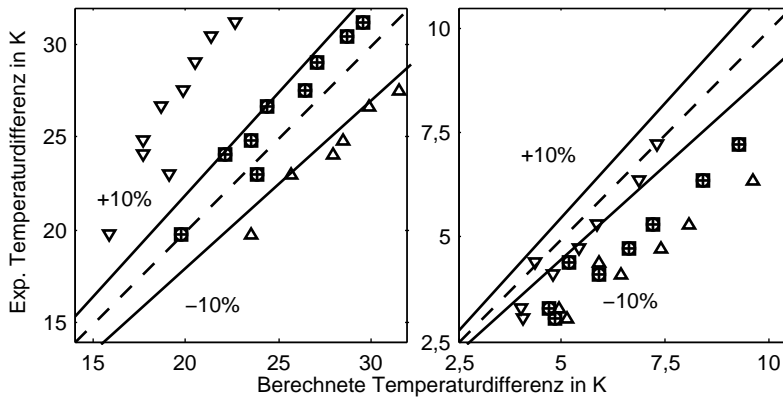


**Abb. 5.14:** Verhältnis der Messwerte zu den berechneten Werten der Wärmeströme, der luft- und wasserseitigen Temperaturdifferenzen und der luftseitigen Druckdifferenzen über die luftseitigen, auf den Rohraußendurchmesser bezogenen, berechneten Reynolds-Zahlen für die Messreihe 41001 von McQuiston [43] (vgl. Legende in Abb. 5.12)

erkennen. Die Druckverlustkorrelation von Wang et al. [87] führt zu den geringsten mittleren Abweichungen von 66%. Keiner der Messpunkte liegt innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Druckverlustkorrelation von McQuiston aus Gl. (3.15).



**Abb. 5.15:** Vergleich von experimentell bestimmten Wärmeströmen für gerade Rippen und Filmkondensation mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelationen für den luftseitigen Wärmeübergang der Messreihe D

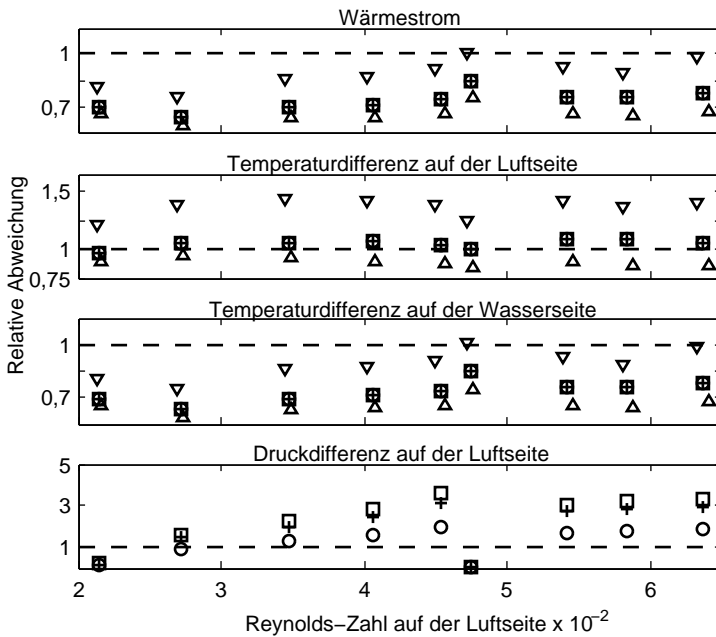


**Abb. 5.16:** Vergleich von experimentell bestimmten Temperaturdifferenzen auf der Luftseite (links) und auf der Wasserseite (rechts) für gerade Rippen und Filmkondensation mit berechneten Werten unter Verwendung verschiedener Korrelationen für den luftseitigen Wärmeübergang der Messreihe D (vgl. Legende in Abb. 5.15)

### 5.4.3 Diskussion der Validierungsergebnisse

Erwartungsgemäß können die Messwerte der Serie 40100 (trocken) von McQuiston [43] mit der geringsten mittleren Abweichung durch die Verwendung der Korrelation von Gray und Webb [20] wiedergegeben werden. Die hohe

Übereinstimmung der Messwerte und Simulationsergebnisse bei der Verwendung der Korrelation von Gray und Webb für die Messreihe 41001 (Filmkondensation) von McQuiston deckt sich mit den Ergebnissen von Sievers [75], der die Serie 10000 (Tropfenkondensation) zur Validierung verwendet hat. Allerdings muss hinzugefügt werden, dass diese Korrelation eine Erweiterung der von McQuiston [44] veröffentlichten Korrelation für eine von vier Rohrrihen abweichende Rohrrihenanzahl darstellt, die auf seinen eigenen Messwerten beruht. Werden die geometrischen Parameter des von McQuiston verwendeten Wärmeübertragers verwendet, so bedeutet dies, dass die ursprünglich von McQuiston veröffentlichte Korrelation mit seinen ursprünglichen Messwerten verwendet wird. Die Wärmeübergangsbeziehung von Wang und Chi [89] wird von Shah und Sekulić [73] als Standard für die Berechnung des luftseitigen Wärmeübergangs bei Rohrrippenwärmeübertrager eingeführt. Sie zeichnet sich durch eine gute Genauigkeit und einer breit gefächerten Anwendbarkeit aus, was sich durch die Berücksichtigung einer Vielzahl von geometrischen Parametern widerspiegelt.



**Abb. 5.17:** Verhältnis der Messwerte zu den berechneten Werten der Wärmeströme, der luft- und wasserseitigen Temperaturdifferenzen und der luftseitigen Druckdifferenzen über die luftseitigen, auf den Rohraußendurchmesser bezogenen, berechneten Reynolds-Zahlen für die Messreihe D. (vgl. Legende in Abb. 5.15)

Ihre Anwendung im Zusammenhang mit den eigenen Messungen führt zu einer im Mittel um 9% Punkte höheren Genauigkeit als die Anwendung der Korrelation von Gray und Webb bei trockenen Oberflächen. Die Verläufe der Verhältnisse von Messwert zu berechnetem Wert über die Reynolds-Zahl der Wärmeströme und der Temperaturdifferenzen aus Abb. 5.8 und Abb. 5.11 zeigen keine Trends.

Die Verwendung der Korrelation von Wang et al. [87] zeigt die beste Übereinstimmung für die Berechnung unter Entfeuchtungsbedingungen bei niedrigen Wasserbeladungen, wie der Abb. 5.12 zu entnehmen ist. Die Anwendung für Entfeuchtungsbedingungen bei hohen Wasserbeladungen erfordert die Berücksichtigung des Kondensatfilms sowie eine gesonderten Berechnung der Lewis-Zahl und des Flächenverhältnisses, um die aus Messwerten ermittelten Wärmeströme mit mittleren Abweichung von etwa 10% berechnen zu können. Aus den Abb. 5.12 und 5.15 geht hervor, dass die Verwendung von unterschiedlichen Druckkorrelationen nahezu keinen Einfluss auf den berechneten übertragenen Wärmestrom hat. Die angewendeten Korrelationen zur Berechnung des Druckverlusts führen unter Entfeuchtungsbedingungen bei geringen Reynolds-Zahlen und hohen Wasserbeladungen zu Verhältnissen zwischen dem gemessenen und berechneten Werten zwischen 60% und 160%. Aufgrund der geringen absoluten Druckverlustdifferenzen bei diesen Bedingungen entspricht dies einer absoluten Abweichung zwischen 3 Pa und 5 Pa. Die Abweichungen der luftseitigen Temperaturdifferenz in Abb. 5.16 kann auf die Messung der Lufttemperatur am Auslass, wo Kondensattropfen die Temperaturmessstellen benetzen, erklärt werden. Dieser Effekt ist stark von der Kondensatmenge abhängig. Es kann angenommen werden, dass durch die geringen Wasserbeladungen bei den Messungen von McQuiston kein starker Einfluss auf die Temperaturmessung am Luftauslass stattgefunden hat. Die Annahme, dass der Gas- und der Kondensatmassenstrom am Auslass sich in einem thermischen Gleichgewicht befinden, kann für die Messwerte der Versuchsreihe D nicht bestätigt werden.



# 6 Auslegungsmethode und Berechnungen

In diesem Kapitel erfolgt ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Berechnungsmethode mit den in Abschnitt 3.4 vorgestellten Methoden zur Berechnung von Kühlungsprozessen von *feuchter Luft*. Außerdem wird beispielhaft der automatisierte Auslegungsprozess für einen Rohrippenwärmeübertrager zur Luftentfeuchtung beschrieben und durchlaufen. Die daraus berechneten geometrischen Daten werden in das geometrische SIMSCAPE-Modell übertragen. Die Ergebnisse der Simulation werden vorgestellt und diskutiert.

## 6.1 Vergleich der Berechnungsmethoden

Während für die eigene Methode die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz das treibende Potential darstellt, wird von den drei anderen Methoden die mittlere, logarithmische Enthalpiedifferenz als treibendes Potential verwendet. Damit der Vergleich unabhängig von der Beschreibung der Rippenwirkungsgrade, der Wärmeübergangskorrelationen und der Berücksichtigung der trockenen Wärmeübertragerfläche für ungesättigte *feuchte Luft* am Einlass ist, werden der Rippenwirkungsgrad für trockene und benetzte Rippen und die Wärmeübergangskoeffizienten vorgegeben. Außerdem wird die Potentialdifferenz für einen reinen Gegenstromwärmeübertrager verwendet. Bezüglich der *feuchten Luft* wird am Eintritt gerade Sättigung angenommen. Wird der Einfluss des Kondensatfilms in der Methode berücksichtigt, so wird seine Dicke gemäß [35] und [88] mit 0,1 mm angenommen. Die verwendeten Parameter sind in Tab.6.1 angegeben. Die wärmeübertragende Fläche der Außenseite setzt sich aus der Rohroberfläche (Primärfläche) nach

$$A_r = 1,05 A_2 \quad (6.1)$$

und der Rippenoberfläche (Sekundärfläche) gemäß

$$A_R = 5 A_2 \quad (6.2)$$

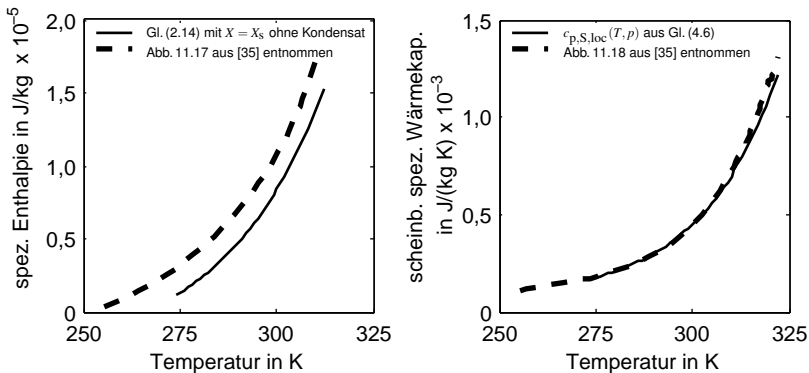
zusammen. In einem Rohrippenwärmeübertrager beschreibt die Primärfläche die freie Rohraußenfläche und die Sekundärfläche die Oberfläche der Rippen. Die Anwendung der Berechnungsmethode von Threlkeld [35] erfordert das Ablesen der Steigung der Funktion der spezifischen Enthalpie der *feuchten Luft* für bestimmte Temperaturen aus dem Diagramm aus Abb. 11.18 in [35]. Aus Abb. 6.1

**Tab. 6.1:** Wertebereiche der Parameter zur Vergleichsrechnung von vier Methoden zur Berechnung der Kühlung *feuchter Luft*

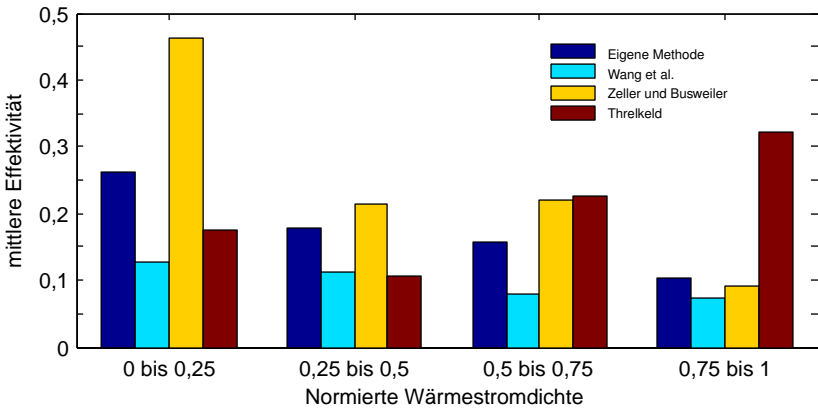
Parameter	Wertebereich	Einheit
Eingangstemperatur der <i>feuchten Luft</i>	293,15; 313,15; 333,15; 353,15	K
maximale Temperaturdifferenz	10; 20	K
Relative Feuchte $\varphi$ am Lufteintritt	1	1
Fläche der kalten Seite $A_2$	0,6; 2,6; 4,6; 6,6; 8,6	$10^{-2} \text{ m}^2$
Massenstrom der trockenen Luft $\dot{m}_{\text{tTL}}$	1; 2; 3; 4; 5	$10^{-2} \text{ kg/s}$
Wärmekapazitätsstrom der kalten Seite $\dot{W}_2$	2,5; 5; 7,5; 10; 12,5	$10^3 \text{ W/K}$
Druck $p$ der <i>feuchten Luft</i>	1	bar
Massenanteile $\xi_{\text{O}_2}$ und $\xi_{\text{O}_2}$ der trockenen Luft	0,245 und 0,755	1
Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient auf der Außenseite $\alpha_1$	10; 20; 30; 40; 50	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{ K})$
Mittlerer Wärmeübergangskoeffizient auf der Innenseite $\alpha_2$	5; 6; 7; 8; 9	$10^3 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$
Wandstärke	0,3	$10^{-3} \text{ m}$
Kondensatfilmstärke	0,1	$10^{-3} \text{ m}$
Rippenwirkungsgrad (trocken und benetzt)	0,8	1

(links) geht hervor, dass Threlkeld die spezifische Enthalpie der *feuchten Luft* nicht auf  $0^\circ\text{C}$  bezieht, wie dies z.B. bei Baehr [6] üblich ist. Die Steigung der Funktion ist hingegen unabhängig vom Bezugspunkt wie aus Abb.6.1 (rechts) hervorgeht. Sie wird daher mit der Funktion aus Gl. (4.6) beschrieben.

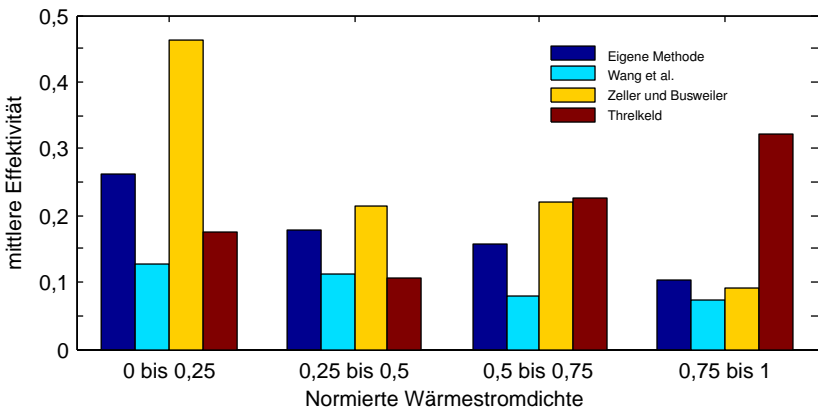
Das in Tab. 6.1 angegebene Parameterfeld wird auf die Methode von Threlkeld Gl. (3.24) bis Gl. (3.30), von Wang Gl. (3.31) bis Gl. (3.35) und auf die im VDI-Wärmeatlas aufgeführte Methode von Zeller und Busweiler Gl. (3.36) bis



**Abb. 6.1:** links: Spezifische Enthalpie der gesättigten *feuchten Luft* auf die Masse der *feuchten Luft* bezogen. Abweichende Bezugspunkte von Threlkeld und Baehr; rechts: Übereinstimmung der abgeleiteten Enthalpien von gesättigter *feuchter Luft* nach der Temperatur bei Baehr und Threlkeld



**Abb. 6.2:** Vergleich von unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der Kühlung von *feuchter Luft* bezüglich ihrer Eingangstemperatur



**Abb. 6.3:** Vergleich von unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der Kühlung von *feuchter Luft* bezüglich der normierten Wärmestromdichte

Gl. (3.51) angewendet. Die zentralen Elemente der eigenen Methode sind die Gl. (3.56), Gl. (4.14) und Gl. (4.21) bis Gl. (4.27) mit den entsprechenden Koeffizienten für eine reine Gegenstromführung. Die Ackermannkorrektur bleibt für die Vergleichsrechnung unberücksichtigt. Diese impliziten Berechnungen werden mit einer in MATLAB erstellten Funktion berechnet, deren Nebenbedingungen für alle Methoden identisch sind. Solche Nebenbedingungen sind zum Beispiel Abbruchkriterien, wie die Maximalanzahl der Iterationsschritte oder die Änderung

des berechneten Funktionswert zwischen zwei Iterationsschritten. Als Funktionswert werden die Ausgangstemperaturen des Kühlmittels und der *feuchten Luft* berechnet. Eine weitere Nebenbedingung ist, dass diese Temperaturen immer kleiner als die Lufteinlasstemperatur und größer als die Kühlmittleinlasstemperatur sein müssen. Kann keine Lösung gefunden werden, so kann dies in der Methode oder in den gesetzten Initialbedingungen begründet sein. Für die eigene Methode konnte für alle 25000 Parametervariationen eine Lösung berechnet werden. Die Methode von Threlkeld konvergierte bei zwei und die von Wang bei 1386 Parametersätzen nicht. Die im VDI-Wärmetlas vorgeschlagene Methode zur Berechnung der Kühlung von *feuchter Luft* von Zeller und Busweiler konnte für 6701 Parametersätze nicht berechnet werden, was etwa 36,6% der initialisierten Berechnungen entspricht. Für die konvergierten Rechnungen sind in Abb. 6.2 die gemittelten Effektivitäten nach Gl. (4.37) entsprechend der Eingangstemperatur am Lufteintritt zusammengefasst. Dabei ist der absolute Wert der mittleren Effektivität von untergeordnetem Interesse. Der Fokus liegt auf den relativen Abweichungen der unterschiedlichen Methoden untereinander. Die Berechnungsmethode von Zeller und Busweiler führt bei identischen Parametern zu mittleren Effektivitäten, die für die Lufteintrittstemperaturen von 293,15 K, 313,15 K und 333,15 K die Ergebnisse der eigenen Methode etwa um das Doppelte übersteigen. Die Anwendung der Methode von Wang führt hingegen zu mittleren Effektivitäten, die weniger als die Hälfte der eigenen Ergebnisse betragen. Die Differenz zwischen der eigenen Methode und der Methode von Zeller und Busweiler verringert sich deutlich für die Eingangstemperatur auf der Luftseite von 353,15 K. Die starke Abweichung der mittleren Wärmeströme kann darin begründet sein, dass die unterschiedlichen Methoden stark an bestimmte Wärmeübergangskorrelationen oder bestimmte Berechnungsmethoden für die Rippenwirkungsgrade geknüpft ist. Der Vergleich der mittleren Effektivität bezüglich der normierten Wärmestromdichte aus Abb. 6.3 ist uneinheitlich. Während für die eigene Methode und die von Wang et al. mit zunehmender Wärmestromdichte die mittlere Effektivität leicht abfällt, zeigen sich für die Methoden von Threlkeld und die von Zeller und Busweiler voneinander abweichende Trends. Bei einer normierten Wärmestromdichte zwischen 0,75 und 1 zeigt liegen die eigene und die Methoden von Wang et al. und Zeller und Busweiler mit einer mittleren Effektivität von etwa 0,1 auf sehr ähnlichem Niveau. Die Methode von Threlkeld weicht mit einer mittleren Effektivität von über 0,3 deutlich ab.

### 6.2 Auslegungsmethode

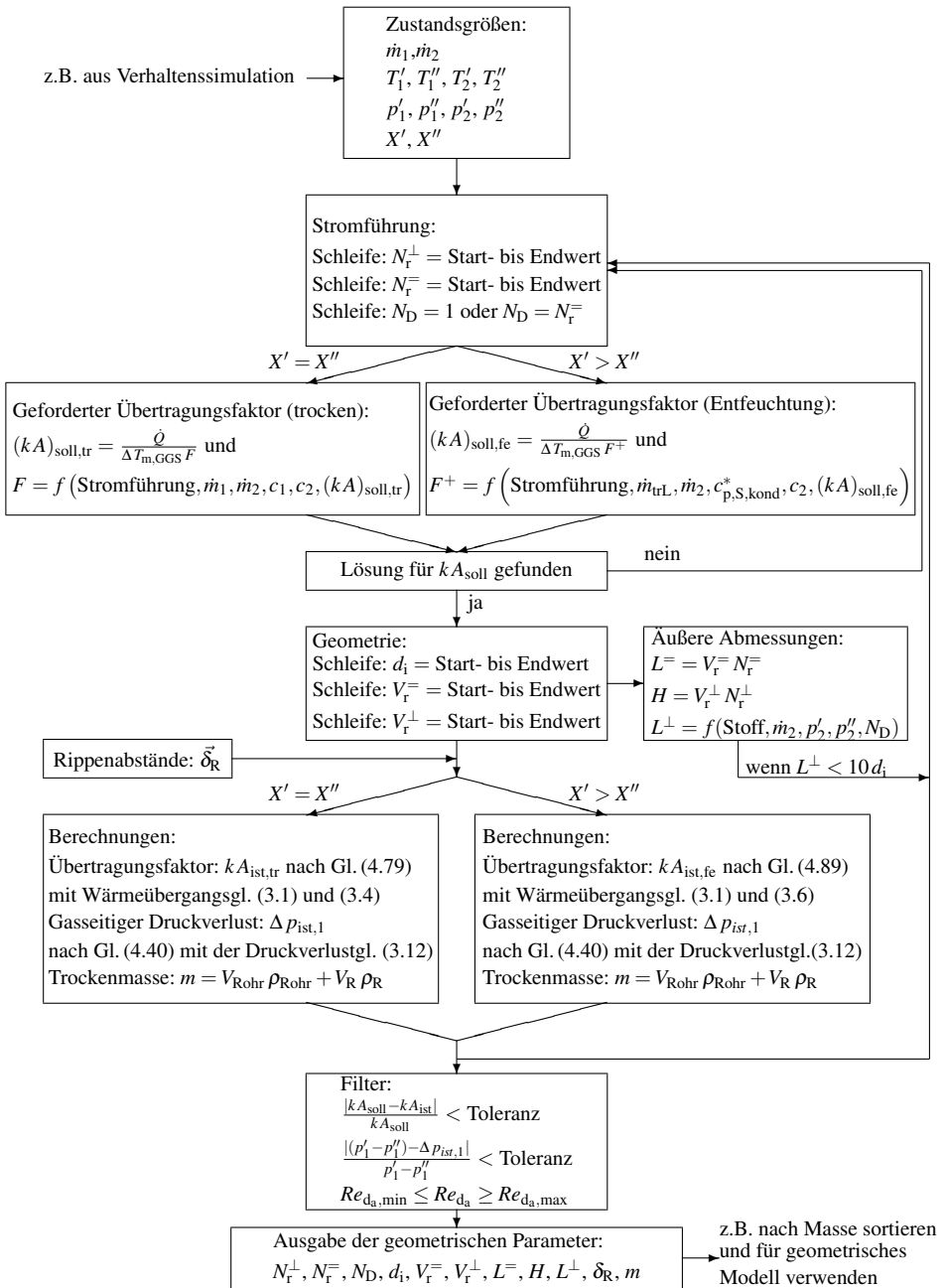
Gymlas et al. beschreiben in [21] eine mehrstufige Auslegungs- und Optimierungsmethode für komplexe Systeme und zeigen dies am Beispiel eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems für Flugzeuge. Die hohe Interdisziplinarität und die tiefe Integration als auch die hohe Arbeitsteilung innerhalb solcher Projekte führen nach Langermann [36] dazu, dass die Auswirkung einer Teilsystemänderung auf

das Gesamtsystem kaum abzuschätzen sind. Eine übergeordnete Optimierung kann helfen, komplexe Systeme zu berechnen und nach festgelegten Kriterien mit geringem Ressourceneinsatz zu bewerten. Durch eine automatisierte Auslegung der Teilkomponenten und deren Simulation im Gesamtmodell kann ein iterativer Entwicklungsprozess beschleunigt werden. Da eine hohe Anzahl von Freiheitsgraden für die Komponentenauslegung die Anzahl der Möglichkeiten potenziert, wird das nachfolgend beschriebene Verfahren für die automatisierte Auslegung eines Rohrrippenwärmeübertragers zu Kühlung *feuchter Luft* vorgeschlagen.

Die erste Stufe dient der Evaluation eines konsistenten Satzes von Zustands- und Prozessgrößen (vgl. Tab. 8.6) für einen ausgewählten Betriebspunkt. Diese sogenannten Verhaltensmodelle enthalten keine geometrischen Parameter, sondern arbeiten als sogenannte *Black-Box*-Modelle. Wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, wird der Wärmeübertrager durch die Druckdifferenzen auf der kalten und warmen Seite sowie durch die Effektivität parametrisiert. Die Auslegungsrechnung orientiert sich an der Beschreibung des geometrischen physikalischen Modells aus Abschnitt 4.3.2. Wie im Programmablauf in Abb. 6.4 dargestellt, können mit der Auslegungsprozedur Rohrrippenwärmeübertrager mit Kreuzstromführung für *feuchter Luft* mit und ohne partielle Kondensation des Wasserdampfs ausgelegt werden. Tritt Kondensation auf, erfolgt die Auslegung unter der Annahme, dass die Luft gerade gesättigt zugeführt wird, so dass die Mittlung anhand des Flächenverhältnisses  $\psi$  in der Auslegungsrechnung nicht zur Anwendung kommt.

Weitere Annahmen und Einschränkungen hinsichtlich der Auslegungsrechnung sind notwendig, um stabile und schnelle Rechnungen zu ermöglichen. Der Rippendicke und der Rohrwandstärke werden feste Werte zugeordnet, so dass diese geometrischen Parameter im Rahmen der Auslegung nicht optimiert werden. Dies kann durch Einfügen weiterer Berechnungs-Schleifen geändert werden, so dass auch diese Parameter in die Auslegung und Optimierung einbezogen werden können. Hier muss zwischen dem Nutzen und dem zusätzlichen Berechnungsaufwand abgewogen werden. Es wird angenommen, dass zusätzlich zu den  $180^\circ$ -Kurven, die die einzelnen Rohrreihen verbinden, das Äquivalent einer weiteren  $180^\circ$ -Kurve zur Zuführung des Kühlmediums in die Auslegung eingeplant werden muss. Der Rohrquerschnitt ist kreisförmig. Für die Berechnung des Druckverlusts der *feuchten Luft* werden die Korrelationen von Wang et al. nach Gl. (3.12) und Gl. (3.14) verwendet. Die Berechnung des trockenen Wärmeübergangs erfolgt mit der Wärmeübergangsbeziehung von Wang et al. [90] aus Gl. (3.4) und für die Auslegung unter Entfeuchtungsbedingungen mit der Korrelation von Wang et al. [87] aus Gl. (3.6). Auch wenn die Korrelationen aus Gl. (3.14) und Gl. (3.6) einen kleineren Gültigkeitsbereich aufweisen, werden für die Auslegung die gleichen Grenzen verwendet, die für die Korrelationen Gl. (3.4) und Gl. (3.12) gültig sind. Dies betrifft insbesondere den Rohrdurchmesser, der während der Messung, auf denen die Korrelationen aus Gl. (3.14) und Gl. (3.6) beruhen, nicht verändert

worden ist. Für das Kühlmittel werden die Stoffdaten eines Propylen-Glykol-Wassergemisches verwendet, dessen Gefrierpunkt unterhalb von  $-50^{\circ}\text{C}$  liegt. Die Berechnung der spezifischen Wärmekapazität, der dynamischen Viskosität und der Dichte erfolgt mit Polynomen, die auf Grundlage von tabellierten Herstellerangaben für einen Anteil von 60 vol% Propylen-Glykol erstellt wurden (vgl. [80]). Außerdem wird die minimale Rohrlänge eines Durchgangs mit  $L^{\perp} = 10d_i$  festgelegt. Der Lewis-Zahl wird der konstante Wert 1 zugewiesen. Die Auslegungsrechnung erfolgt auf der Basis eines stationären Betriebspunkts. Hinsichtlich der Benetzung und Verhinderung des Wärmetransports durch die Ansammlung von Kondensat, wird angenommen, dass die Methode von Rose [67] auch für durchgängige Rippen verwendet werden kann, wobei die Rippenhöhe durch die äquivalente Rippenhöhe beschrieben wird. Die Struktur der Auslegeprozedur ist modular aufgebaut, um den Aufwand für die Erweiterung auf andere Geometrien oder die Erweiterung der Gültigkeitsgrenzen durch Verwendung anderer Korrelationen möglichst gering zu halten. Dies gilt vor allem für andere Rohrquerschnitte und Rippengeometrien. Es ist möglich, dass kein geometrischer Parametersatz durch die Auslegungsrechnung gefunden werden kann, der den Anforderungen aus den Eingangsdaten entspricht. Konnten trotzdem Lösungen für den Übertragungsfaktor gefunden werden, so können die Berechnungsergebnisse gespeichert und zu weiteren Untersuchungen herangezogen werden. Werden Parametersätze gefunden, die mit den Anforderungen übereinstimmen, so werden die Daten in einer Tabelle ablegt. Der Parametersatz mit der geringsten Summe aus Rohr- und Rippenmasse wird im Ausgabefenster angezeigt.



**Abb. 6.4:** Ablaufdiagramm zur Auslegungsberechnung eines Rohrrippenwärmeübertragers mit glatten Rippen mit und ohne Entfeuchtung der zugeführten feuchten Luft

Angelehnt an die Anforderungen an einen Wärmeübertrager zur Entfeuchtung der Brennstoffzellenabluft eines Passagierflugzeuges mit einem multifunktionalen Brennstoffzellensystem wird eine Simulation mit dem in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Verhaltensmodell mit den Parametern  $\varepsilon = 0,8$  für die Effektivität,  $\Delta p_1 = 50 \text{ Pa}$  und  $\Delta p_2 = 0,7 \text{ bar}$  durchgeführt. Der Kühlkreislauf und die Kathodenabluft des Brennstoffzellenstapels werden durch Fluidquellen und -senken modelliert wie in Abb. 6.5 dargestellt. Hinsichtlich der Massenströme wird ein Anfahrprozess simuliert. Sobald die Massenströme ihre Sollwerte erreicht haben, befindet sich die Simulation in einem stationären Zustand, da keine zeitabhängigen Modelle in der Verhaltenssimulation angewendet werden. Dieser stationäre Zustand wird beispielhaft zur Auslegung eines Rohrrippenwärmeübertragers mit geraden durchgehenden Rippen mit der in Abb. 6.4 dargestellten Methode verwendet. Die an die Auslegungsrechnung übergebenen Werte sind in der Tab. 8.6 aufgeführt. Mit einer Begrenzung auf maximal 10 Rohrreihen quer zur Luftstromrichtung können 63 Parametersätze gefunden werden, die jeweils einen Wärmeübertrager zu den geforderten Betriebsanforderungen beschreiben. Für die im nächsten Abschnitt beschriebene Simulation wird der Wärmeübertrager mit der geringsten Trockenmasse ausgewählt und seine geometrischen Parameter dem Modell zugewiesen.

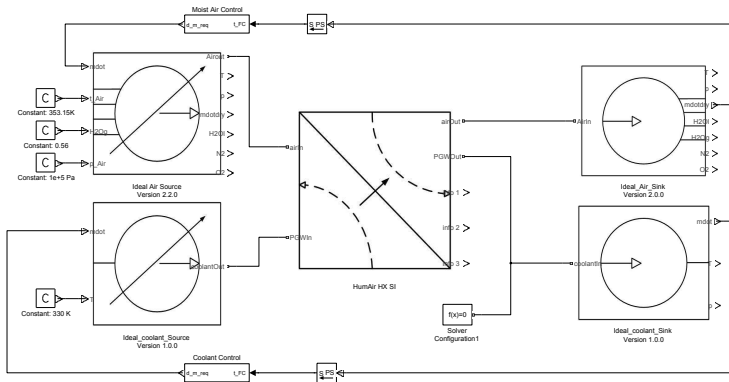


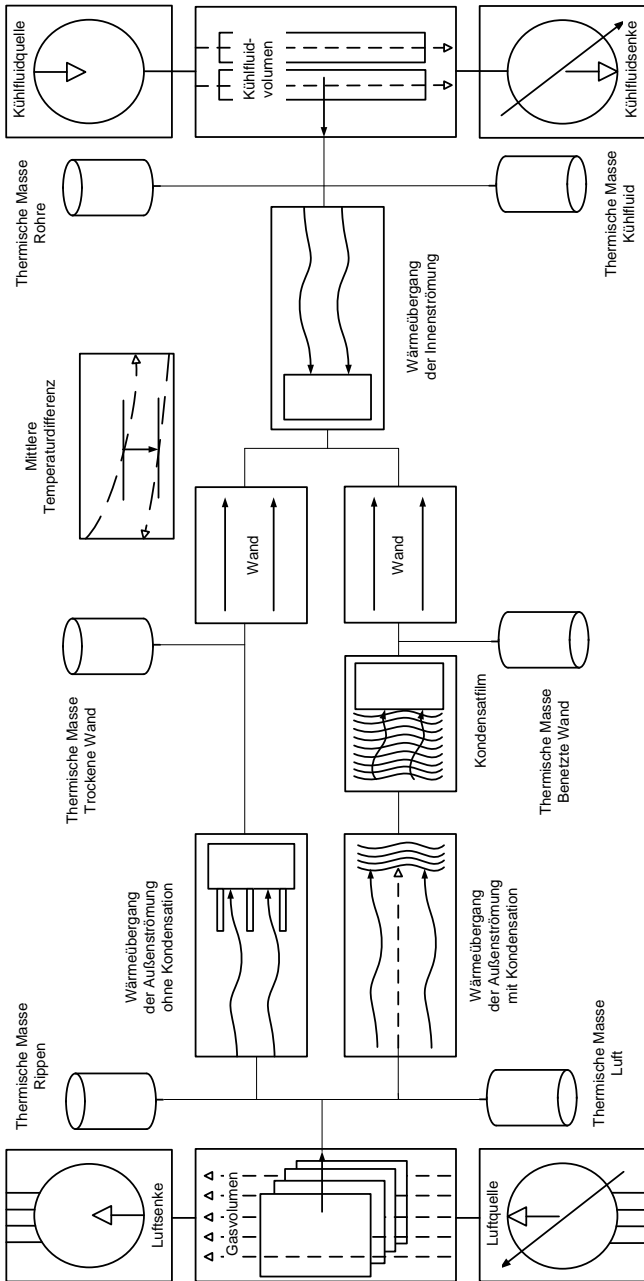
Abb. 6.5: Graphische Oberfläche des Verhaltensmodell in SIMSCAPE

### 6.3 Dynamische Simulation

Eine Simulation ist ein Experiment, das an einem Modell durchgeführt wird. Die steigende Bedeutung von Modellierung und Simulation und die damit verbundenen Anforderungen an die Arbeitsorganisation von Entwicklungsprozessen



sen hat Langermann [36] ausgearbeitet und mit Beispielen aus der Luftfahrt und dem Automobilbau belegt. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse einer dynamischen Simulation diskutiert, die auf Basis der geometrischen Parameter aus der Auslegungsrechnung aus dem vorangegangenen Abschnitt berechnet wurden. Ihre Werte sind in Tab. 8.7 zusammengefasst. Zunächst befindet sich der Wärmeübertrager in einem stationären Zustand. Ab dem Zeitpunkt  $t = 0$  s erfolgt innerhalb von 10 s eine lineare Reduzierung des Kühlmassenstroms auf 0 kg/s, wie im oberen Diagramm der Abb. 6.7 dargestellt. Dies entspricht der Abschaltung bzw. dem Ausfall der in Abb. 3.1 dargestellten Pumpe, die den Wärmeübertrager zur Entfeuchtung der Brennstoffzellenabluft mit Kühlfluidmassenstrom versorgt. Als Kühlfluid dient, analog zur Auslegungsrechnung, das Propylen-Glykol-Wassergemisch. Die Stoffdaten wurden dem Modell in Tabellenform implementiert, so dass die dynamische Viskosität, die spezifische Wärmekapazität, die Dichte und die thermische Leitfähigkeit in Abhängigkeit der Temperatur interpoliert werden können. Die Zustandsgrößen am Kühlmittel- und Luftenlass sind so gewählt, dass ungesättigte *feuchte Luft* mit einem Sauerstoffmassenanteil von 10% gekühlt und dabei ihr Taupunkt unterschritten wird. Die Werte der vorgegebenen Zustandsgrößen sind in Tab. 8.6 zusammengefasst. Eine Übersicht der Verschaltung der Teilmodelle mit der graphischen Bedienoberfläche von SIMSCAPE ist in Abb. 6.6 gegeben. Die Teilmodelle entsprechen der in Abschnitt 4.3.2 vorgenommenen Einteilung. Das zeitabhängige Verhalten basiert auf der thermischen Trägheit der Massen. Ihre Anbindung an das Modell kann aus der Abb. 6.6 entnommen werden. Für dieses Beispiel beträgt die Masse der Luft  $m_{\text{feL}} = 2$  g, die Masse des Kühlfluids  $m_2 = 0,327$  kg, die Masse der Rohre  $m_r = 0,361$  kg und die Masse der Rippen  $m_R = 0,231$  kg entsprechend der in Tab. 4.8 angegebenen Berechnungsvorschriften. Die Aufteilung der Masse der Rippen für den trockenen und benetzten Bereich kann nur zum Simulationsstart festgelegt werden. Die Kondensat bzw. Filmmasse wird mit  $m_{\text{kond}} = 0,05$  kg abgeschätzt. Die hydraulischen Berechnungen erfolgen quasistationär. Daher ist die Druckdifferenz aus Abb. 6.7 direkt vom Massenstrom und nicht vom vorangegangenen Zustand abhängig.



**Abb. 6.6:** Skizzierte graphische Oberfläche des geometrischen Wärmeübertragermodells in SIMSCAPE

Eine zeitliche Abhängigkeit liegt für den durch die Rohrwand übertragenden Wärmestrom und damit für die Temperaturen am Luft- und Kühlmittelaustritt vor. Denn obwohl der Massenstrom zum Zeitpunkt  $t = 10$  s konstant bei  $0 \text{ kg/s}$  verbleibt, nähern sich die Ausgangstemperaturen der Eingangstemperaturen der feuchten Luft an. Entsprechend sinkt der Wärmestrom innerhalb von  $120$  s auf nahezu  $0 \text{ W}$  ab. Die Ergebnisse zeigen auch, dass der Temperaturanstieg auf der Luftseite während der Reduzierung des Kühlfluidmassenstrom bereits zu einem starken Anstieg der Wasserbeladung am Austritt führt. Der weitere Anstieg der Luftauslasstemperatur wirkt sich sehr gering auf den die Wasserbeladung aus. Auch wenn die Definitionsbereiche der Näherungsgleichungen aus Abschnitt 4.2.2 sowie einiger Druck- und Wärmeübergangskorrelationen Betriebspunkte mit sehr geringen Reynolds-Zahlen und Wärmekapazitätsströmen ausschließen, lassen die Modelle ein „Durchfahren“ dieser Bereiche zu.

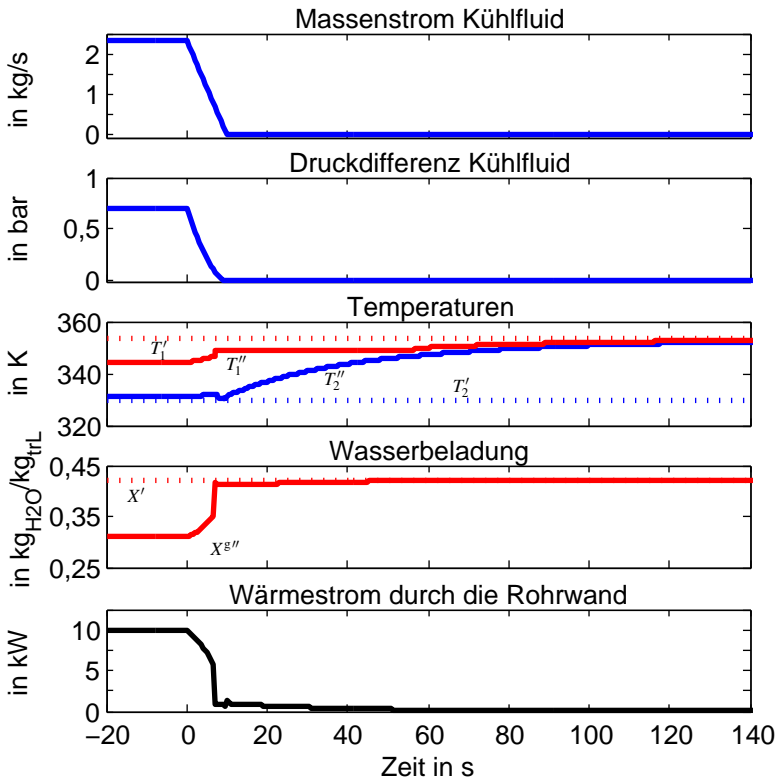


Abb. 6.7: Ergebnisse der dynamischen Simulation



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein akausales Modell zur Berechnung von Rohrrippenwärmeübertragern unter Entfeuchtungsbedingungen mit dem in MATLAB/SIMULINK eingebetteten Programm SIMSCAPE erstellt. Die dazu entwickelte integrale Berechnungsmethode basiert auf der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz. Analog zu Spang und Rötzel [76] wurde ein Korrekturfaktor eingeführt, der die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz bei der Kühlung von *feuchter Luft* mit partieller Kondensation auf die entsprechende Temperaturdifferenz für den reinen, einphasigen Gegenstromfall bezieht. Der Fokus liegt auf der Beschreibung der scheinbaren, spezifischen Wärmekapazität und der Temperatur der *feuchten Luft*. Das eingeführte Zellenmodell ermöglicht die Berechnung von unterschiedlichen Stromführungen für vorgegebene feste Randbedingungen und einer variablen scheinbaren, spezifischen Wärmekapazität der *feuchten Luft* unter Berücksichtigung des flüssigen Kondensats für stationäre Betriebsbedingungen. Aus den Ergebnissen dieser Berechnungen, mit den in Tab.4.1 aufgeführten Parametern, konnten Korrelationen erstellt werden, die in das akausale, physikalische Modell implementiert wurden. Die Simulationsergebnisse dieses Modells wurden mit Literaturdaten und eigenen Versuchsergebnissen validiert. Eine Besonderheit der eigenen Messdaten sind die hohen Eingangstemperaturen bis 321,6 K mit einer maximalen Wasserbeladung der *feuchten Luft* von 70,4 g/kg bei 1 bar.

Ferner wurde eine Auslegungsprozedur für Rohrrippenwärmeübertrager unter Entfeuchtungsbedingungen entwickelt, die zur Simulation und Systemoptimierung eines multifunktionalen Brennstoffzellensystems verwendet werden kann. Entsprechend des von Grymlas et al. [21] vorgestellten Entwicklungsprozesses unter Verwendung eines mehrstufigen Bibliothekskonzepts wird zunächst ein konsistenter Satz an Zustandsgrößen mit einem geometrieunabhängigen Modell (Verhaltensmodell) erstellt, das von der Effektivität und den Druckdifferenzen der *feuchten Luft* und des Kühlmittels abhängig ist. Die für die Wärmeübertragerauslegung benötigten Zustandsgrößen gehen in die Auslegungsrechnung für einen Betriebspunkt ein. Werden geometrische Parameter gefunden, die den Anforderungen entsprechen, können diese nach Kriterien, wie z.B. der minimalen Masse, gefiltert und dem geometrischen Modell zugewiesen werden. Mit diesem Modell sind dynamische Simulationen hinsichtlich der thermischen Trägheit möglich, so dass neben gesamten Betriebszyklen auch das Verhalten für einzelne Lastwechsel und Fehlerfälle untersucht werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit konnten die

physikalischen Wärmeübertragermodelle, wie in Abb. 6.5 und Abb. 6.6 dargestellt, mit Stoffstromquellen und -senken verwendet werden. Die Integration der Teilmodelle des Kühlsystems, des Spannungswandlers, des Wasserstofftanks und des Brennstoffzellenstapels zu einem Gesamtsystem konnte nicht erreicht werden. Sie würde die Untersuchung von gegenseitigen Wechselwirkungen sowie eine Optimierung auf Gesamtsystemebene ermöglichen und stellt daher ein interessantes Gebiet für weiterführende Forschungsaktivitäten dar.

## 8 Anhang

### 8.1 Berechnungen: Unsicherheitsanalyse

Für die Enthalpiedifferenz der Kühlmittelseite in Abhängigkeit der Messgrößen gilt:

$$\Delta \dot{H}_2 = \dot{V}_2 \rho_2(T) (c'_2(T'_2) T'_2 - c''_2(T''_2) T''_2) \quad (8.1)$$

Analog gilt für die Enthalpiedifferenz der Luftseite für die Versuchreihe A, B und C:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{H}_1 = \dot{m}_1 & \left( 1 + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\bar{T}'_1)}{(p'_1 - p_s(\bar{T}'_1)) \phi'} \right)^{-1} \left( c'_{\text{p},1}(\bar{T}'_1) \bar{T}'_1 - c''_{\text{p},1}(\bar{T}''_1) \bar{T}''_1 \right) \\ & + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\bar{T}'_1)}{(p'_1 - p_s(\bar{T}'_1)) \phi'} \left( c'_{\text{p},\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}'_1) \bar{T}'_1 - c''_{\text{p},\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}''_1) \bar{T}''_1 \right). \end{aligned} \quad (8.2)$$

Für die Versuchsreihe D(T) wird die Enthalpiedifferenz der Luftseite nach

$$\begin{aligned} \Delta \dot{H}_1 = \dot{m}_1 & \left( 1 + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{1 p_s(\bar{T}''_1)}{(p'_1 - \Delta p - p_s(\bar{T}''_1))} \right)^{-1} \left( c'_{\text{p},1}(\bar{T}'_1) \bar{T}'_1 - c''_{\text{p},1}(\bar{T}''_1) \bar{T}''_1 \right) \\ & + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\bar{T}'_1)}{(p'_1 - p_s(\bar{T}'_1)) \phi'} \\ & \left( \Delta h_0^{\text{v}} + c'_{\text{p},\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}'_1) \bar{T}'_1 \right) - \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{1 p_s(\bar{T}''_1)}{(p'_1 - \Delta p - p_s(\bar{T}''_1))} \\ & \left( \Delta h_0^{\text{v}} + c''_{\text{p},\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}''_1) \bar{T}''_1 \right) - \frac{p_s(\bar{T}''_1)}{(p'_1 - \Delta p - p_s(\bar{T}''_1))} \bar{T}''_1 c_{\text{H}_2\text{O}}(\bar{T}''_1) \end{aligned} \quad (8.3)$$

und für die Versuchsreihe D(M) nach

$$\begin{aligned}
\Delta \dot{H}_1 &= \frac{m_{\text{kond}}}{t \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \left( \frac{\phi' p_s(\overline{T}_1')}{(p_1' - p_s(\overline{T}_1') \phi')} - \frac{p_1''}{(p_1' - \Delta p - p_s(\overline{T}_1'') 1)} \right)} \\
& c'_{p,1}(\overline{T}_1') \overline{T}_1' - c''_{p,1}(\overline{T}_1'') + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\overline{T}_1')}{(p_1' - p_s(\overline{T}_1'))} \\
& (\Delta h_0^v + c'_{p,\text{H}_2\text{O}}(\overline{T}_1') \overline{T}_1' - \\
& \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{p_s(\overline{T}_1'')}{(p_1' - \Delta p - p_s(\overline{T}_1'') 1)} (\Delta h_0^v + c''_{p,\text{H}_2\text{O}}(\overline{T}_1'') \overline{T}_1'') - \\
& \frac{m_{\text{kond}}}{t} \frac{1 + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{p_s(\overline{T}_1'')}{p_1' - \Delta p - p_s(\overline{T}_1'')}}{\dot{m}_1} c_{\text{H}_2\text{O}}(\overline{T}_1''))
\end{aligned} \tag{8.4}$$

berechnet. Wobei für die mittlere Temperatur am Luften- und ausgang der Mittelwert der jeweiligen vier Temperaturmessstellen verwendet wird.

$$\overline{T}_1 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 T_i \tag{8.5}$$

Die Berechnung der Fluidichte an der Blende erfolgt für die Versuchreihe A, B und C nach

$$\rho_{\text{Bl}} = \frac{p_{\text{Bl}}}{\left( \left( 1 - \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\overline{T}_1')}{(p_1' - p_s(\overline{T}_1') \phi')} \right) R_{\text{trL}} + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{\phi' p_s(\overline{T}_1')}{(p_1' - p_s(\overline{T}_1') \phi')} R_{\text{H}_2\text{O}} \right) T_{\text{Bl}}} \tag{8.6}$$

und für D(T)

$$\rho_{\text{Bl}} = \frac{p_{\text{Bl}}}{\left( \left( 1 - \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{1 p_s(\overline{T}_1'')}{(p_1' - \Delta p - p_s(\overline{T}_1'') 1)} \right) R_{\text{trL}} + \frac{R_{\text{trL}}}{R_{\text{H}_2\text{O}}} \frac{1 p_s(\overline{T}_1'')}{(p_1' - \Delta p - p_s(\overline{T}_1'') 1)} R_{\text{H}_2\text{O}} \right) T_{\text{Bl}}} \tag{8.7}$$

und für D(M)

$$\rho_{\text{Bl}} = \frac{p_{\text{Bl}}}{R_{\text{trL}} T_{\text{Bl}}} \frac{\frac{1 + M_{\text{kond}}}{t \dot{m}_1}}{1 + \frac{R_{\text{H}_2\text{O}}^2}{R_{\text{trL}}^2} M_{\text{kond}}} \frac{1}{t \dot{m}_1} \tag{8.8}$$



**8.2 Berechnungen: Reaktionsenthalpien und Reaktionsentropien**

Nach Baehr und Kabelac [6] ist die Reaktionsenthalpie als Summe der Produkte aus den einzelnen molaren Enthalpien im Standardzustand und der zugehörigen stöchiometrischen Zahl definiert, so dass

$$\begin{aligned}\Delta^R \tilde{h}(T_0, p_0) &:= \nu_{\text{H}_2} \tilde{h}_{0, \text{H}_2} + \nu_{\text{O}_2} \tilde{h}_{0, \text{O}_2} + \nu_{\text{H}_2\text{O}} \tilde{h}_{0, \text{H}_2\text{O}^g} \\ &= \Delta^R \tilde{h}_0\end{aligned}\quad (8.9)$$

gilt. Mit der in [6] eingeführten Bildungsenthalpe  $\tilde{h}^f(T, p)$  gilt

$$\Delta^R \tilde{h}(T, p) = \nu_{\text{H}_2} \tilde{h}_{\text{H}_2}^f(T, p) + \nu_{\text{O}_2} \tilde{h}_{\text{O}_2}^f(T, p) + \nu_{\text{H}_2\text{O}} \tilde{h}_{\text{H}_2\text{O}^g}^f(T, p). \quad (8.10)$$

Die Definition der Standard - Bildungsenthalpie erfolgt durch die Bildungsenthalpie bei Standardbedingungen

$$\tilde{h}_0^f := \tilde{h}^f(T_0, p_0). \quad (8.11)$$

Mit der Konvention, dass die Enthalpie für Elemente, bzw. bei Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff für die zweiatomigen Moleküle, im Standardzustand  $\tilde{h}_0 = 0$  gesetzt wird, führt bei chemischen Verbindungen zu

$$\tilde{h}_0 := \tilde{h}^f(T_0, p_0) \quad (8.12)$$

und damit zu den in Tab. 8.1 zusammengefassten molaren Bildungsenthalpien. Daher kann Gl. (8.9) für die Berechnung der Reaktions - Enthalpie im Standardzustand mit den stöchiometrischen Zahlen der Knallgasreaktion nach Gl. (2.44)  $\nu_{\text{H}_2} = -1$ ,  $\nu_{\text{O}_2} = -0.5$  und  $\nu_{\text{H}_2\text{O}} = 1$  zu

$$\Delta^R \tilde{h}_0 = \tilde{h}_{0, \text{H}_2\text{O}^g} = -241,83 \text{ kJ/mol} \quad (8.13)$$

reduziert werden, wenn das Produktwasser gasförmig vorliegt. Nach Baehr und Kabelac [6] werden die Entropien für den Standardzustand idealer Gase mit Hilfe quantentheoretischer Methoden der statistischen Thermodynamik berechnet. Mit den Standardentropien (vgl. Tab. 8.1) folgt für die Reaktionsentropie der isobarisothermen Knallgasreaktion mit gasförmigem Wasser als Produkt im Standardzustand

$$\begin{aligned}\Delta^R \tilde{s}(T_0, p_0) &= \nu_{\text{H}_2} \tilde{s}_{\text{H}_2}(T_0, p_0) + \nu_{\text{O}_2} \tilde{s}_{\text{O}_2}(T_0, p_0) + \nu_{\text{H}_2\text{O}} \tilde{s}_{\text{H}_2\text{O}^g}(T_0, p_0) \\ \Delta^R \tilde{s}_0 &= -130,68 \text{ J}/(\text{mol K}) - \frac{1}{2} 205,15 \text{ J}/(\text{mol K}) + 188,84 \text{ J}/(\text{mol K}) \\ &= -44,41 \text{ J}/(\text{mol K}).\end{aligned}\quad (8.14)$$

**Tab. 8.1:** Auszug der Tab.10.6 aus [6]: Molare Bildungsenthalpie und molare Standard-Entropie im thermochemischen Standardzustand ( $T_0 = 273,15$  K,  $p_0 = 1$  bar)

Stoff	$\tilde{h}_0$ kJ/mol	$\tilde{s}_0$ J/(mol K)
H <sub>2</sub>	0	130,68
O <sub>2</sub>	0	205,15
H <sub>2</sub> O <sup>fl</sup>	-285,84	69,93
H <sub>2</sub> O <sup>g</sup>	-241,83	188,84

### 8.3 Schnittstellendefinition und geometrische Parameter

Dieser Anhang führt die detaillierte Berechnung der geometrischen Größen und die Definitionen der in den Modellen verwendeten Schnittstellen auf. Ferner werden die Koeffizienten für die zur Berechnung des Druckverlusts in 180°-Rohrbögen notwendigen Gleichungen tabellarisch aufgeführt. Für die freie Durchströmfläche kann mit folgender Gleichung berechnet werden

$$A^0 = L^\perp H - \left( d_a N_r^\perp \left( L^\perp - N_R \delta_R \right) + N_R \delta_R H \right). \quad (8.15)$$

Für die wärmeübertragende Fläche auf der Außenseite gilt

$$A_1 = A_R + A_r \quad (8.16)$$

mit der äußeren Rohroberfläche (Primärfläche)

$$A_r = 2 \pi \frac{d_a}{2} \left( L^\perp - N_R \delta_R \right) N_r, \quad (8.17)$$

und der Oberfläche der Rippen (Sekundärfläche)

$$A_R = 2 \left[ \left( H L^\perp \right) - N_r \pi \left( \frac{d_a}{2} \right)^2 \right] N_R. \quad (8.18)$$

Die Berechnung der gesamten Rohranzahl erfolgt gemäß

$$N_r = N_r^\perp N_r^\perp \quad (8.19)$$

und die der Rippen mit

$$N_R = \left[ \left( \frac{L^\perp}{V_R} \right) \right]. \quad (8.20)$$

Die wärmeübertragende Fläche auf der Rohrrinnenseite wird mit

$$A_2 = d_{di} \pi L^\perp N_r \quad (8.21)$$

bestimmt. Für ein rundes Rohr entspricht der hydraulische Durchmesser dem Rohrdurchmesser. Der hydraulische Durchmesser auf der Außenseite wird mit

$$d_h = 4L = \frac{A^0}{A_1} \quad (8.22)$$

berechnet.

Der Rippenwirkungsgrad  $\eta_R$  kann nach [68] durch

$$\eta_r = \frac{\tanh(\Phi_1 H_R)}{\Phi_1 H_R} \quad (8.23)$$

mit den Koeffizienten

$$\Phi_1 = \sqrt{\frac{2 \alpha_{m,1}}{\lambda_R \delta_R}} \quad (8.24a)$$

$$\Phi_2 = 1,27 \frac{V_r^\perp}{d_a} \sqrt{\frac{\sqrt{(V_r^\perp)^2 + \frac{1}{4} (V_r^\perp)^2}}{V_r^\perp}} - 0,3 \quad (8.24b)$$

und der äquivalenten Rippenhöhe für durchgehende Rippen

$$H_R = \frac{1}{2} d_a (\Phi_2 - 1) (1 + 0,35 \ln \Phi_2) \quad (8.25)$$

bestimmt werden.

Die Kühlmittelschnittstelle und die der *feuchten Luft* wurden im Rahmen des Projekts definiert. Die Zustandsgrößen, die zur Beschreibung des Wärmestroms übergeben werden, stammen aus der *Thermal Foundation Library* in SIMSCAPE.

**Tab. 8.2:** Definition der Kühlmittelschnittstelle

Zustandsgröße	Einheit
Temperatur	K
Druck	Pa
Massenstrom	kg/s

**Tab. 8.3:** Definition der Schnittstelle für *feuchte Luft*

Zustandsgröße	Einheit
Temperatur	K
Druck	Pa
Flüssiger Anteil der Wasserbeladung	-
Gasförmiger Anteil der Wasserbeladung	-
Stickstoff-Massenanteil bezogen auf die trockene Luft	-
Sauerstoff-Massenanteil bezogen auf die trockene Luft	-
Massenstrom der trockenen Luft	kg/s

**Tab. 8.4:** Definition der Wärmestromschnittstelle

Zustandsgröße	Einheit
Temperatur	K
Wärmestrom	J

**Tab. 8.5:** Koeffizienten für zur Berechnung des Druckverlusts in 180°-Rohrbögen

	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$	$\Phi_6$	$\Phi_7$
Gl. (3.21)	7,2623	- 19,06	- 10,841	20,242	- 10,841	3,1028	- 0,4525
Gl. (3.22,1)	4,771	0,9339	-19,04	2,363	-0,3162		
Gl. (3.22,2)	3,462	-56,78	344,9	-47,76	-0,2031		
Gl. (3.22,3)	-2,816	-465,2	-16,17	-9,179	0,04099		

**Tab. 8.6:** Zustands- und Prozessgrößen, die für die Auslegungsrechnung im Verhaltensmodell berechnet und an die Auslegungsrechnung übergeben werden.

Bezeichnung	Formelzeichen	Auslegungsrechnung	Startwerte für Simulation
Wärmestrom in W	$\dot{Q}$	2,99 10 <sup>4</sup>	-
Eingangstemperatur der <i>feuchten Luft</i> in K	$T_1'$	353,15	353,15
Ausgangstemperatur der <i>feuchten Luft</i> in K	$T_1''$	339,33	-
Eingangstemperatur des Kühlfluids in K	$T_2'$	330	330
Ausgangstemperatur des Kühlfluids in K	$T_2''$	333,71	-
Eingangsdruck der <i>feuchten Luft</i> in Pa	$p_1'$	1 10 <sup>5</sup>	1 10 <sup>5</sup>
Ausgangsdruck der <i>feuchten Luft</i> in Pa	$p_1''$	99950	-
Eingangsdruck des Kühlfluids in Pa	$p_2'$	6 10 <sup>5</sup>	6 10 <sup>5</sup>
Ausgangsdruck des Kühlfluids in Pa	$p_2''$	5,3 10 <sup>5</sup>	-
Wasserbeladung am Eingang der <i>feuchten Luft</i>	$X_1'$	0,56	0,42
Wasserbeladung am Austritt der <i>feuchten Luft</i>	$X_1''$	0,222	-
Sauerstoff-Massenanteil der <i>feuchten Luft</i>	$\xi_{O_2}$	0,224	0,1
Stickstoff-Massenanteil der <i>feuchten Luft</i>	$\xi_{N_2}$	0,775	0,9
Massenstrom der trockenen Luft in kg/s	$\dot{m}_{tL}$	0,0365	0,0365
Kühlmittelmassenstrom in kg/s	$\dot{m}_2$	2,31	2,31

**Tab. 8.7:** Abmaße, geometrische Parameter und konstante, mittlere Stoffwerte für Rohrrippenwärmeübertrager

Bezeichnung	Versuche und Validierung	Beispiel Abschnitt 6.2
Länge quer zur Luftstromrichtung in mm	360	695,9
Länge in Luftstromrichtung in mm	87	83,4
Höhe in mm	252	41
Rippenabstand in mm	3	4,6
Rippendicke in mm	0,12	0,1 (fix)
Rohrinnendurchmesser in mm	9,4	10
Rohrwandstärke in mm	0,3	0,3 (fix)
Anzahl Rohrreihen in Luftstromrichtung	2	3
Anzahl Rohrreihen quer zur Luftstromrichtung	1 (10-fach gefaltet)	2
Anzahl der Durchgänge	1	1
Thermische Leitfähigkeit der Rohre (Kupfer) in W/(m K)	401	401
Thermische Leitfähigkeit der Rippen (Aluminium) in W/(m K)	236	236
Dichte der Rohre (Kupfer) in kg/m <sup>3</sup>	8900	8900
Dichte der Rippen (Aluminium) in kg/m <sup>3</sup>	2700	2700

## 8.4 Stoffdaten

Die spezifische Wärmekapazität der trockenen Luft ist mit 1007 J/kg und die von Wasserdampf mit 1870 J/kg verwendet worden. Die Dichte der *feuchten Luft* wird für das geometrische Modell mit

$$\rho_{\text{feL}} = p \frac{\frac{1}{2} (X'_{\text{g}} + X''_{\text{g}}) + \xi_{\text{O}_2}^* + \xi_{\text{N}_2}^*}{T_1' \left( \xi_{\text{O}_2}^* R_{\text{O}_2} + \xi_{\text{N}_2}^* R_{\text{N}_2} + \frac{1}{2} (X'_{\text{g}} + X''_{\text{g}}) R_{\text{H}_2\text{O}} \right)} \quad (8.26)$$

berechnet. Die dynamische Viskosität des Kondensats wird zur besseren Übersicht als  $\eta_{\text{kond}}$  bezeichnet. Da das Kondensat aus flüssigem Wasser besteht, gilt:

$$\eta_{\text{kond}} = \eta_{\text{H}_2\text{O}}(T_{\text{Film}}) \quad (8.27)$$

Analog gilt für die Dichte des Kondensats:

$$\rho_{\text{kond}} = \rho_{\text{H}_2\text{O}}(T_{\text{Film}}) \quad (8.28)$$

Die Gleichungen zur Beschreibung der dynamischen Viskosität Gl. (8.29) und der thermischen Leitfähigkeit Gl. (8.30) der *feuchten Luft* mit den Koeffizienten aus Tab. 8.8 basieren auf Stoffwerten aus EES innerhalb der Grenzen von 299,15 K bis 372,15 K und einer Wasserbeladung von 0 bis 27,07 g/kg bei 1 bar und der Massenanteile der trockenen Luft von  $\xi_{\text{O}_2}^* = 0,245$  und  $\xi_{\text{N}_2}^* = 0,755$ . In EES wird hinsichtlich der Mischungsregel auf die Arbeit von Bulck [8] referenziert. Für den Bereich von 274,15 K bis 373,15 K und 1 bar wurde folgende Gleichung für die dynamische Viskosität der *feuchten Luft* mit den Koeffizienten aus Tab. 8.8 gefunden

$$\eta_{\text{feL}} = 1,747 \cdot 10^{-5} + 4,562 \cdot 10^{-8} (T - T_{\text{TP}}) + \sum_{i=1}^5 \left( \Phi_i \frac{X'_{\text{g}} - X''_{\text{g}}}{2} \right)^i \quad (8.29)$$

**Tab. 8.8:** Koeffizienten für Gl. (8.29), Gl. (8.30) und Gl. (8.31)

	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$\Phi_3$	$\Phi_4$	$\Phi_5$
Gl. (8.29)	$-3,564 \cdot 10^{-6}$	$7,904 \cdot 10^{-7}$	$-8,79 \cdot 10^{-8}$	$4,432 \cdot 10^{-9}$	$-7,759 \cdot 10^{-11}$
Gl. (8.30)	$-1,892 \cdot 10^{-3}$	$2,107 \cdot 10^{-4}$	$-1,038 \cdot 10^{-5}$	$1,78 \cdot 10^{-7}$	
Gl. (8.31)	0,0792	0,0473	-0,0715	0,0251	-0,0044

Die Wärmeleitfähigkeit der *feuchten Luft* kann für den identischen Temperaturbereich bei 1 bar mit der folgenden Gleichung und den entsprechenden Koeffizienten aus Tab. 8.8 berechnet werden

$$\lambda_{\text{feL}} = 2,445 \cdot 10^{-2} + 8,066 \cdot 10^{-5} (T - T_{\text{TP}}) + 2,241 \cdot 10^{-8} (T - T_{\text{TP}})^2 - 2.619 \cdot 10^{-7} (T - T_{\text{TP}}) \left( \frac{X'_{\text{g}} - X''_{\text{g}}}{2} \right) + \sum_{i=1}^4 \left( \Phi_i \frac{X'_{\text{g}} - X''_{\text{g}}}{2} \right)^i \quad (8.30)$$

Ebenfalls mit Stoffdaten aus EES konnte ein Polynom zur Berechnung der temperaturabhängigen Oberflächenspannung von Wasser (Kondensat) gefunden werden. In Abhängigkeit der Temperatur in K gilt für die Oberflächenspannung in N/m

$$\sigma_{\text{kond}} = \sum_{i=1}^5 \Phi_i \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{i-1} \quad (8.31)$$

# Literaturverzeichnis

- [1] ACKERMANN, G.: Wärmeübergang und molekulare Stoffübertragung im gleichen Feld bei großen Temperatur- und Partialdruckdifferenzen, *VDI-Forschungsheft*, 382 Berlin, VDI-Verlag, (1937) 1-16
- [2] ADCOCK, P.; KELLS, A.; JACKSON, C.: PEM Fuel Cells for Road Vehicles. EET-2008 European Ele-Drive Conference International Advanced Mobility Forum, 11.-13. März 2008, Genf, Schweiz
- [3] AIR-CONDITIONING AND REFRIGERATION INSTITUTE (Hrsg.): Standard for forced circulation air-cooling and air-heating coils. *ARI-Standard 410-81*, Arlington, USA, 1981
- [4] AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR-CONDITIONING ENGINEERS (Hrsg.): Method for testing forced circulation air cooling and heating coils. *ASHRAE Standard 33-78*, Atlanta, USA, 1978
- [5] BAEHR, H. D.; STEPHAN, K.: Wärme- und Stoffübertragung. 7. Aufl. Berlin: Springer 2010
- [6] BAEHR, H. D.; KABELAC, S.: Thermodynamik. 15. Aufl. Berlin: Springer 2012
- [7] BAO, C.; OUYANG, M.; YI, B.: Analysis of the water and thermal management in proton exchange membrane fuel cell system. *Int. J. Hydrogen Energy*, Nr. 31 (2006) 1040-1057
- [8] BULCK, E.: Convective heat and mass transfer in compact regenerative dehumidifiers. *Diss.* University of Wisconsin 1987
- [9] BUNDESMINISTERIUM FÜR BILDUNG UND FORSCHUNG (Hrsg.): *Multi-funktionale Brennstoffzelle - Technical Showcase des Luftfahrtspitzenclusters Metropolregion Hamburg* unter: [http://www.bmbf.de/pubRD/HTS\\_SCW\\_TS\\_Luftfahrtcluster\\_110805.pdf](http://www.bmbf.de/pubRD/HTS_SCW_TS_Luftfahrtcluster_110805.pdf) (abgerufen am 26.06.14)
- [10] CELLIER, F.E.: Continuous System Modeling. New York: Springer 1990
- [11] DRAGON, M.: Simulation und exergetische Verlustanalyse eines SOFC-Brennstoffzellensystems mit Anodengaszirkulation. *Diss.* Leibniz Universität Hannover 2014

- [12] ECKELS, P. W.; RABAS, T. J.: Dehumidification: On the Correlation of Wet and Dry Transport Processes in Plate Finned-Tube Heat Exchangers. *J. Heat Transfer* Vol.109 (1987) 575-582
- [13] EUROPEAN COMMISSION DIRECTORATE-GENERAL FOR RESEARCH AND INNOVATION (Hrsg.): Flight path 2050 Europe's Vision for Aviation. *Publication of the European Union*, Luxemburg, 2011
- [14] EHRENBERG, R.: Software scientist: With a little data, Eureqa generates fundamental laws of nature. *Science News* Vol.181 (2012) 20-21
- [15] FRIEDRICH, K.A.; KALLO, J., SCHIRMER, J.; SCHMITTHALS, G.: Fuel Cell Systems for Aircraft Application *ECS Trans.* Vol.25 (2009) 193 - 202
- [16] FULLARTON, D.; SCHLÜNDER, U.: Wärmeübertragung bei der Kondensation (ruhende und strömende Dämpfe): Jba Filmkondensation von binären Gemischen ohne und mit Inertgas. Jba1-Jba13 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 10. Aufl. Berlin: Springer 2006
- [17] FULLER, E. N.; SCHETTLER, P. D.; GIDDINGS, J. K.: A new method for prediction of binary gasphase diffusion coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry* 58 (1966) 18 - 27
- [18] GNIELINSKI, V.: Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. *Forsch. Ing.-Wes.* 61 Nr.9 (1995) 240-248
- [19] GNIELINSKI, V.: Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion: G1 Durchströmte Rohre. S.782-792 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [20] GRAY, D.L.; WEBB, R.L.: Heat transfer and friction correlations for plate finned-tube heat exchangers having plain fins. *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference*, San Francisco (1986) 2745-2750
- [21] GRYMLAS, J.; LÜDDERS, H.P.; STRUMMEL, H.; THIELECKE, F.: Modellbasierter Entwurfsprozess für Brennstoffzellensysteme unter Verwendung eines mehrstufigen Bibliothekskonzepts. 61. Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress, 10.-12. September 2012, Berlin
- [22] HAKENJOS, A.: Untersuchung zum Wasserhaushalt von Polymerelektrolytmembran-Brennstoffzellen. *Diss.* Albert-Ludwigs-Universität 2006, Freiburg



- 
- [23] HAMBURG AVIATION LUFTFAHRTCLUSTER METROPOLREGION HAMBURG E.V. (Hrsg.): *Kabinentechnologie und multifunktionale Brennstoffzelle* unter: [http://www.hamburg-aviation.de/uploads/media/Airbus\\\_Kabinentechnologie\\\_und\\\_multifunktionale\\\_Brennstoffzelle\\\_Ausfuehrlich.pdf](http://www.hamburg-aviation.de/uploads/media/Airbus\_Kabinentechnologie\_und\_multifunktionale\_Brennstoffzelle\_Ausfuehrlich.pdf) (abgerufen am 26.06.14)
- [24] HASHMI, S. M. H.: Cooling Strategies for PEM FC Stacks. *Diss.* Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg 2010
- [25] HERRMANN, S.; KRETZSCHMAR, H.-J.; GATLEY, D.: Berechnung der thermodynamischen Eigenschaften von feuchter Luft. DKV-Tagung, 16.-18. November 2011, Aachen
- [26] HINATSU, J. T.; MIZUHATA, M.; TAKENAKA, H.: Water Uptake of Per-fluorosulfonic Acid Membranes from Liquid Water and Water Vapor. *J. Electrochem. Soc.* Bd.141 (6) (1994) 1493-1498
- [27] INTERGOVERNMENTAL PANEL OF CLIMATE CHANGE (Hrsg.): Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge, UK und New York, USA: Cambridge University Press 2014. *Sachstandsbericht*. Im Auftrag der Vereinten Nationen
- [28] KALLO, J.; RENOARD-VALLET, G.: Fuel cells for civil aircraft application: On-board production of power, water and inert gas. *Chem. Eng. Res. Des.* Vol.90 (2012) 3 - 10
- [29] KEIM, M.; KALLO, J.; FRIEDRICH, K. A.; WERNER, C.; SABALLUS, M.; GORES, F.: Multifunctional fuel cell system in an aircraft environment: An investigation focusing on fuel tank inerting and water generation. *Aerosp. Sci. and Technol.* (2013) 330 - 338
- [30] KLAN, H.; THESS, A.: Wärmeübertragung durch freie Konvektion: F2 Wärmeübertragung durch freie Konvektion: Außenströmung. S.758-764 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [31] KONAKOV, P. K.: A new correlation for the friction coefficient in smooth tubes. *Berichte der Akademie der Wissenschaften der UDSSR* Band LI (51) 1946 503-506
- [32] KOEHLER, T.: A green machine. Boeing makes history with flights of Fuel Cell Demonstrator Airplane, in: *BOEING FRONTIERS* (2008), Mai-Ausgabe, S. 44
- [33] KORDISCH, K.; SIMRADER, G.: Fuel Cells and their Applications. Weinheim: Wiley-VCH 1996

- [34] KUT, T.; LÜCKEN, A.; DICKMANN, S.; SCHULZ, D.: Berücksichtigung der Ein- und Ausgangsimpedanzen für Gleichspannungswandler im HVDC-Netz. 62. Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress, 10.-12. September 2013, Stuttgart
- [35] KUEHN, T.; RAMSEY, J.; THRELKELD, J.: Thermal Environmental Engineering. 3. Aufl. Upper Saddle River: Prentice-Hall 1998
- [36] LANGERMANN, R: Beitrag zur durchgängigen Simulationsunterstützung im Entwicklungsprozess von Flugzeugsystemen. *Diss.* Technische Universität Braunschweig, 2009
- [37] LARMINIE, J.; DICKS, A.: Fuel Cell Systems Explained. 2. Aufl. Chichester: Wiley 2003
- [38] LINNEMANN, C: Thermodynamic Analysis of Fuel Cells. *Diss.* Universität Hannover 2003
- [39] LÖHN, H.: Leistungsvergleich von Nieder- und Hochtemperatur-Polymerelektrolytmembran-Brennstoffzellen - Experimentelle Untersuchung, Modellierung und numerische Simulation. *Diss.* Technische Universität Darmstadt 2010
- [40] LÜCKEN, A.: Integration von Brennstoffzellen in Flugzeuggordnetze. *Diss.* Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg 2014
- [41] LÜCKEN, A.; KUT, T.; ROTHKRAZ, H.; DICKMANN, S.; SCHULZ, D.: Zuverlässigkeitsanalyse einer elektrischen Architektur zur Integration multifunktionaler Brennstoffzellen in moderne Verkehrsflugzeuge. 62. Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress, 10.-12. September, Stuttgart
- [42] LÜDDERS, H.P.; STRUMMEL, H.: Model-Based Development of Multifunctional Fuel Cell Systems for More-Electric-Aircraft. *CEAS Aeronaut. J.* Vol.4 (2013) 151-174
- [43] MCQUISTON, F.: Heat, mass and momentum transfer data for five plate-fin-tube heat transfer surfaces. *ASHRAE Trans.* 84 (1978) 266-293
- [44] MCQUISTON, F.: Correlation of heat, mass and momentum transport coefficients for plate-fin-tube heat transfer surfaces with staggered tubes. *ASHRAE Trans.* 84 (1978) 294-309
- [45] MENCH, M.M.: Fuel Cell Engines. Hoboken: Wiley 2008
- [46] MILLER, D. S.: Internal Flow Systems. 2nd ed. Cranfield: Miller Innovations 1990

- 
- [47] MOCK, S.; KABELAC, S.: Kryogene Flüssigwasserstoffspeicher für die zivile Luftfahrt - Auswirkungen variabler Umgebungsdrücke. DKV-Tagung, 16.-18. November 2011, Aachen
- [48] MOFFITT, B.A.; BRADLEY, T.H.; PAREKH, D.E.; MAVRIS, D.: Design and Performance Validation of a Fuel Cell Unmanned Aerial Vehicle. Proceedings. 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9.-12. Januar 2006, Reno, USA
- [49] MÜLLER, INGO: Grundzüge der Thermodynamik mit historischen Anmerkungen. 3. Aufl. Berlin: Springer 2001
- [50] NORM DIN 5167-2:2004-01, Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt - Teil 2: Blenden
- [51] NUMERICH, R.: Wärmeübertragung bei der Kondensation: J2 Kondensation von Mehrstoffgemischen. S.1029-1039 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [52] OEHME, F.; KABELAC, S.: Untersuchungen an einem Wärmeübertrager unter Entfeuchtungsbedingungen für Brennstoffzellen an Bord von Passagierflugzeugen. 61. Deutscher Luft- und Raumfahrt Kongress, 10.-12. September 2012, Berlin
- [53] OEHME, F.; KABELAC, S.: Investigation on the mean temperature difference for dehumidifying conditions of saturated air at constant pressure. 8th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, 16.-20. Juni 2013, Lissabon, Portugal
- [54] O'HAYRE, R.; CHA, S.-W.; COLELLA, W.; PRINZ, F. B.: *Fuel Cell Fundamentals*. 2nd. Hoboken: Wiley 2009
- [55] PARK, Y.-G.; JACOBI, A. M.: Air-Side Performance Characteristics of Round- and Flat- Tube Heat Exchangers: A Literature Review, Analysis and Comparison. *ACRC Contract Report 36*, University of Illinois, Urbana, USA, 2001
- [56] PIROMPUGD, W.; WANG, C.-C.; WONGWISES, S.: Finite circular fin method for heat and mass transfer characteristics for plain fin-and-tube heat exchangers under fully and partially wet surface conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2006) 552-565
- [57] PIROMPUGD, W.; WANG, C.-C.; WONGWISES, S.: Finite circular fin method for wavy fin-and-tube heat exchangers under fully and partially wet surface conditions. *Int. J. Heat Mass Transfer* 51 (2008) 4002-4017

- [58] PRATT, J.W.; KLEBANOFF, L.E.; MUNOZ-RAMOS, K.; AKHIL, A.A.; CURGUS, D.B.; SCHENKMAN, B.L.; SANDIA NATIONAL LABORATORIES (Hrsg.): Proton Exchange Membrane Fuel Cells for Electrical Power Generation On-Board Commercial Airplanes. Albuquerque und Livermore, USA: Sandia Report, 2011 (SAND2011-3119). *Forschungsbericht*. Forschungsprojekt im Auftrag des United States Department of Energy
- [59] PRUSS, A.; WAGNER, W.: Eine neue Fundamentalgleichung für das fluide Zustandsgebiet von Wasser für Temperaturen von der Schmelzlinie bis zu 1273 K bei Drücken bis zu 1000 MPa. *Fortschr.-Bericht*. VDI-Reihe 6, Nr. 320, (1995) Düsseldorf
- [60] RATHKE, P.; KALLO, J.; SCHIRMER, J.; STEPHAN, T.; WAIBLINGER, W.; WEISS-UNGETHÜM, J.: Antares DLR-H2 - Flying Test Bed for Development of Aircraft Fuel Cell Systems. *ECS Trans.*, Bd. 51 (2013) 229-241
- [61] RAUSCH, M. H.; KRZEMINSKI, K.; FRÖBA A. P.; LEIPERTZ, A.: Verbesserung des Wasserabscheidungswirkungsgrades im Kondensator für Flugzeugklimaanlagen durch die Nutzung ionenimplantierter Kondensatoroberflächen. *C. I. T.* Nr.10 (2007) 1705-1710
- [62] REICHLER, M.: Theoretische Untersuchung zur Kühlleistungssteigerung durch innovative Kühlsysteme für Brennstoffzellen-Elektrofahrzeuge. *Diss.* Universität Stuttgart, 2008
- [63] RENOUEAU-VALLET, G.; SABALLUS, M.; SCHMITHALS, G.; SCHIRMER, J.; KALLO J.; FRIEDRICH K. A.: Improving the environmental impact of civil aircraft by fuel cell technology: concepts and technological progress. *Energy Environ. Sci.* (2010) 1458-1468
- [64] RICH, D. G.: The effect of fin spacing on the heat transfer and friction performance of multi-row, smooth plate fin-and-tube heat exchangers. *ASHRAE Trans.* 79 (1973) 135-145
- [65] RICH, D. G.: The effect of the number of tubes rows on heat transfer performance of smooth plate fin-and-tube heat exchangers. *ASHRAE Trans.* 81 (1975) 307-317
- [66] ROETZEL, W.; SPANG, B.: Grundlagen zur Berechnung von Wärmeübertragern: C1 Berechnung von Wärmeübertragern. S.37-73 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [67] ROSE, J. W.: An approximate equation for the vapour-side heat-transfer coefficient for condensation on low-finned tubes. *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (1994) 865-875

- 
- [68] SCHMIDT, K. G.: Sonderprobleme der Wärmeübertragung: M1 Wärmeübergang an berippten Rohren. S.1459-1463 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [69] SCHULTZE, M.; HORN, J.: State Estimation for PEM Fuel Cell Systems with Time Delay by an Unscented Kalman Filter and Predictor Strategy. 20th Mediterranean Conference on Control and Automation, 25.-28. Juni 2013, Plataniass-Chania, Griechenland
- [70] SCHULTZE, M.; HORN, J.: Nonlinear Model Predictive Control of PEM Fuel Cell Systems for Generation of Exhaust Gas with Low Oxygen Content. 9th IFAC Symposium on Automatic Control in Aerospace, 2.-6. September 2013, Würzburg
- [71] SCHUTZRECHT DE 10 2013 105 215.0 A1 (27.11.2014).
- [72] SESHIMO, Y.; FUJII, M.: An experimental study of the performance of plate fin and tube heat exchangers. *Proceedings der 3rd ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference 4* (1991) 449-454
- [73] SHAH, R.; SEKULIĆ, D.: *Fundamentals of Heat Exchanger Design*. Hoboken: Wiley 2003
- [74] SIEMER, M.: Lokale Entropieproduktionsraten in der Polymerelektrolyt-Membran-Brennstoffzelle. *Diss.* Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg 2007
- [75] SIEVERS, M.; SIEVERS, U.: Berechnung flüssigkeitsgekühlter Lamellenrohr-Wärmeübertrager zur Entfeuchtung von Luft mit hoher Wasserbeladung. DKV-Tagung, 16.-18. November 2011, Aachen
- [76] SPANG, B.; RÖTZEL, W.: Neue Näherungsgleichung zur einheitlichen Berechnung von Wärmeübertragern. *Heat Mass Transfer* 30 (1995) 417-422
- [77] SPRINGER, T.E.; ZAWODZINSKI, T. A.; GOTTESFELD, S.: Polymer Electrolyte Fuel Cell Model. *J. Electrochem. Soc.* 138 (8), 1991, 2334-2342
- [78] STAECK, R.: Optimierung des Wasserhaushalts eines PEM-Brennstoffzellenaggregats. *Diss.* Technische Universität Braunschweig, 2014
- [79] TAYLOR, J.: *Fehleranalyse*. Weinheim: Wiley-VCH 1988
- [80] THE DOW CHEMICAL COMPANY (Hrsg.): *Engineering and Operating Guide for DOWFROST and DOWFROST HD Inhibited Propylene Glycol-based Heat Transfer Fluids. Datenblatt USA*, 2001
-

- [81] THE MATH WORKS (Hrsg.): Simscape Language Guide. Vol. R2014a *Handbuch* (2014) Natrick, USA
- [82] VREDENBORG, E.; LÜDDERS, H.; GRYMALAS, J.; THIELECKE, F.: Object-Orientated Development of a Model Library for Fuel Cell Cooling Systems Using Modelica. 3rd. CEAS Air & Space Conference, 24.-28. Oktober 2011, Venedig, Italien
- [83] VREDENBORG, E.; THIELECKE, F.: Thermal Management Investigations for Fuel Cell Systems On-Board Commercial Aircraft. SAE 2013 AeroTech Congress & Exhibition, 24.-26. September 2013, Montréal, Kanada
- [84] WAGNER, W.; KRETZSCHMAR, H.-J.: Stoffwerte von bedeutenden reinen Fluiden: D2.1 Wasser. S.175-195 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013
- [85] WARNCKE, M.; KUT, T.; LÜCKEN, A.; HOFFMANN, K.F.; DICKMANN, S.; SCHULZ, D.: Designanforderungen von brennstoffzellengespeisten DC/DC-Wandlern für Luftfahrtapplikationen. *Proceedings der Konferenz für Nachhaltige Energieversorgung und Integration von Speichern -NEIS 2013*- Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg, 12.-13.September 2013, 182-188
- [86] WANG, C.-C.; FU, W.: Heat Transfer and Friction Characteristics of Typical Wavy Fin-and-Tube Heat Exchangers. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 14 (1997) 174-186
- [87] WANG, C.-C.; HSIEH, Y.-C.; LIN, Y.-T.: Performance of Plate Finned Tube Heat Exchangers Under Dehum. Conditions. *J. Heat Transfer* 119 (1997) 109-117
- [88] WANG, C.-C.; DU, Y.-J.; CHANG, Y.-J.; TAO, W.-H.: Airside Performance of Herringbone Fin-and-Tube Heat Exchangers in Wet Conditions. *Can. J. Chem. Eng.* 77 (1999) 1225-1230
- [89] WANG, C.-C.; CHI, K.-Y: Heat transfer and friction characteristics of plain fin-and-tube heat exchangers, part I: new experimental data *Int. J. Heat Mass Transfer* 43 (2000) 2681-2691
- [90] WANG, C.-C.; CHI, K.-Y.; CHANG, C.-J.: Heat transfer and friction characteristics of plain fin-and-tube heat exchangers, part II: Correlation. *Int. J. Heat Mass Transfer* 43 (2000) 2693-2700
- [91] WEIHUA, L.: Kondensation von Wasserdampf oder eines Wasserdampf/Stickstoff-Gemisches in einem horizontalen Rohr. *Diss.* Universität Bochum, 2002

- [92] WILKE, C. R.; LEE, C. Y.: Estimation of diffusion coefficients for gases and vapors. *Industrial and Engineering Chemistry* 47 (1955) 1253 - 1257
- [93] XIA, L.; CHAN, M.Y.; DENG, S.M.; XU, X.G.: A modified logarithmic mean enthalpy difference (LMED) method for evaluating the total heat transfer rate of a wet cooling coil under both unit and non-unit Lewis Factors. *Int. J. Therm. Sci.* 48 (2009) 2159-2164
- [94] ZELLER, M.; BUSWEILER, U.: Sonderprobleme der Wärmeübertragung: M8 Be- und Entfeuchten von Luft. S.1535-1553 in: *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.), 11. Aufl. Berlin: Springer 2013





# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Felix Frederik Oehme  
Geburtstag/-ort: 28. Juni 1981 in New Orleans  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

1992 - 2001 Thomas-Mann-Schule Lübeck  
06/2001 Allgemeine Hochschulreife

## Wehrdienst

11/2001 - 08/2002 Grundwehrdienst bei der Marine

## Hochschulstudium

10/2002 - 06/2008 Maschinenbaustudium an der  
Technischen Universität Hamburg Harburg  
Vertiefungsrichtung: Energietechnik  
03/2005 Vordiplom  
06/2008 Diplom

## Berufliche Tätigkeit

09/2009-12/2013 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Institut für Thermodynamik der  
Helmut-Schmidt-Universität /  
Universität der Bundeswehr Hamburg  
in Kooperation mit der Airbus Operations GmbH,  
Abt. Integrated Fuel Cell Technology;  
Beschäftigungsverhältnis über die Hamburg Innovation GmbH