

Die Simulation von Heatpipes und ihr Potenzial zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators

vorgelegt von

Sascha Zimmermann, M.Sc.

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik der
Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

angenommenen Dissertation.

Erstgutachter: Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner

Zweitgutachterin: Prof. Dr. Francesca di Mare

Die Dissertation wurde am 17.01.2025 bei der Universität der Bundeswehr München ein-
gereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 08.08.2025 angenom-
men. Die mündliche Prüfung fand am 14.08.2025 statt.

Kurzzusammenfassung

Die schnell fortschreitende Elektrifizierung der Individualmobilität führt zu stetig steigenden Anforderungen an elektrische Traktionsmaschinen hinsichtlich ihrer Leistungsdichte und Effizienz. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf dem Kühlsystem, das maßgeblich die Vollastfähigkeit, Lebensdauer und Betriebssicherheit der E-Maschine sowie den Wirkungsgrad des gesamten Fahrzeugantriebs beeinflusst. Gewöhnliche Wassermantelkühlungen führen jedoch prinzipbedingt zu starken Temperaturinhomogenitäten innerhalb des E-Maschinenstators, die durch den Einsatz von Heatpipes reduziert werden können. Heatpipes sind passive Wärmeübertrager und zeichnen sich durch nennenswert hohe Wärmeleitfähigkeiten aus. Aufgrund ihres vergleichsweise kostengünstigen und einfachen Aufbaus werden sie bereits heute in zahlreichen Anwendungsgebieten wie zum Beispiel im Wärmemanagement von Unterhaltungselektronik eingesetzt. Die vorliegende Arbeit untersucht daher das Potenzial einer heatpipebasierten Statornutkühlung innerhalb elektrischer Traktionsmaschinen. Dazu werden zunächst unterschiedliche Simulationsmethodiken entwickelt, um die thermodynamischen und strömungsmechanischen Prozesse innerhalb einer Heatpipe detailliert abzubilden und eine Berücksichtigung in Gesamtsystemsimulationen zu ermöglichen. Zur korrekten Abbildung der heatpipeinternen Verdampfungs- und Kondensationsprozesse wird zunächst der thermische Widerstand beim Phasenwechsel an mikroskopisch gekrümmten Flüssigkeitsoberflächen abhängig von Einflussparametern wie Temperatur, Kontaktwinkel und der kapillaren Mikrostruktur quantifiziert. Ein daraus aggregierter Datensatz wird schließlich in der Entwicklung eines hochaufgelösten Heatpipemodells verwendet, das mithilfe der Volume-of-Fluid-Methode sowohl die Kapillar- als auch die Dampfströmung auflöst und tiefe Einblicke in die heatpipeinternen Strömungsprozesse ermöglicht. Darüber hinaus wird ein wärmeleitungs-basiertes Heatpipemodell entwickelt, das den Einfluss des Druckverlusts innerhalb der Dampfströmung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit der gesamten Heatpipe berücksichtigt. Dieser Simulationsansatz wird schließlich in ein Gesamt-Statormodell integriert, um eine heatpipegekühlte Traktionsmaschine hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit gegenüber einer Referenzmaschine mit konventioneller Wassermantelkühlung abzugrenzen. Verglichen mit dem Referenzsystem konnte unter Nutzung der heatpipebasierten Nutkühlung eine Steigerung des möglichen Dauermoments um bis zu 30 % sowie eine deutlich gesteigerte Temperaturhomogenität nachgewiesen werden. Die vorliegende Arbeit liefert damit einen Beitrag zur Erweiterung und Verbesserung bestehender Methoden zur Heatpipe-Simulation sowie eine detaillierte Bewertung des thermischen Potenzials heatpipegekühlter E-Maschinen.

Abstract

The ever-growing mass adoption of electric vehicles is leading to increasing demands on traction machines in terms of power density and efficiency. A special focus is on the cooling system significantly influencing key features such as full-load capability, operational lifetime, safety, and overall efficiency of the electric machine. However, conventional water jacket cooling systems inherently cause temperature gradients within the motor's stator, which can be reduced significantly through the integration of heat pipes. Heat pipes are passive heat exchangers characterized by their exceptionally high thermal conductivity. Due to their cost effectiveness and simple design, heat pipes are already being used in numerous applications, such as in the thermal management of consumer electronics. This work therefore investigates the potential of a stator slot cooling system based on heat pipes. First, various simulation methodologies are developed to accurately model the internal thermodynamic and fluid dynamic processes. To adequately depict internal evaporation and condensation processes, the thermal resistance during phase change on microscopically curved liquid surfaces is quantified using parameters such as temperature, contact angle, and the geometry of the capillary microstructure. A dataset derived from these results is then used to develop a detailed heat pipe model that applies the Volume-of-Fluid method and resolves both the capillary and vapor flows, providing deep insights into internal processes. Additionally, a conduction-based model is developed considering the influence of vapor pressure losses on the effective thermal conductivity of the entire heat pipe. This simulation approach is ultimately incorporated into a stator model to compare the performance of a heat pipe cooled traction machine with a reference machine using conventional water jacket cooling. Compared to the reference system, the integration of heat pipes increases the machine's continuous load by up to 30% and enhances temperature uniformity. This work thus improves existing methods for heatpipe simulation and provides a detailed assessment of the thermal potential of heatpipe-cooled electrical traction machines.

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen des „ProMotion“-Doktorandenprogramms der BMW Group in Kooperation mit dem Institut für Thermodynamik an der Universität der Bundeswehr München. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner für die wissenschaftliche Betreuung meiner Promotion. Die zahlreichen Diskussionen und sein Blick für relevante Detail-Zusammenhänge haben maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Bedanken möchte ich mich zudem bei Prof. Dr. Francesca di Mare für die Übernahme des Ko-Referats sowie bei Prof. Dr.-Ing. Lars Zigan für den Vorsitz der Promotionskommission. Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei meinen Mentoren Dr.-Ing. Thinh Nguyen-Xuan und Nicolas Brossardt, die mich seitens BMW fachlich betreut und mir wertvolle Einblicke in die Entwicklung moderner E-Maschinenkonzepte ermöglicht haben. Ihre Unterstützung war von unschätzbarem Wert für den Erfolg dieser Arbeit. Des Weiteren möchte ich meinen Studenten Robert Dreiling, Johannes Losacker, Stefan Genuin, Daniel Meyer, Matthias Bildersheim, Maximilian Klippel, Ahmed Afilal und Marcus Auch danken. In unzähligen Gesprächen haben sie im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten wichtige Aspekte dieser Dissertation mitgeprägt. Meinen tiefsten Dank richte ich an meine Eltern, insbesondere an meine Mutter, die mit großer Geduld und Sorgfalt das Lektorat meiner Arbeit übernommen hat. Ihre Unterstützung und ihr unermüdlicher Einsatz haben mir sehr geholfen. Schließlich möchte ich meiner Frau danken - ohne ihre bedingungslose Unterstützung wäre die Promotion in dieser Form nicht möglich gewesen.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	VII
1. Einleitung und Motivation	1
1.1. Heatpipes und ihre thermische Simulation	2
1.2. Die Stator Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen	3
2. Grundlagen und Stand der Technik	5
2.1. Thermodynamische und strömungsmechanische Grundlagen	5
2.1.1. Die Beschreibung strömender Fluide	5
2.1.2. Poröse Medien	7
2.1.3. Kapillarkräfte	9
2.1.4. Die drei Mechanismen der Wärmeübertragung	10
2.1.5. Wärmeübertragung in Stabrippen	13
2.1.6. Verdampfung und Kondensation	14
2.1.7. Numerische Strömungsmechanik	16
2.2. Heatpipes	18
2.2.1. Aufbau und Funktionsweise	18
2.2.2. Typische Kapillarstrukturen	21
2.2.3. Typische Arbeitsmedien und verwendete Materialien	24
2.2.4. Simulationmethoden für Heatpipes	24
2.3. Elektrische Maschinen	30
2.3.1. Aufbau und Funktionsweise	30
2.3.2. Die wichtigsten Verlustmechanismen	31
2.3.3. Kühlung elektrischer Maschinen	35
3. Entwicklung neuartiger Modelle zur Simulation von Heatpipes	39
3.1. Der thermische Widerstand beim Phasenwechsel innerhalb von Sinterstrukturen	39
3.1.1. Berechnung der hochaufgelösten Phasengrenzfläche	40
3.1.2. Berechnung des Verdampfungswiderstands auf Mikroebene	42
3.1.3. Validierung der Simulationmethodik	49
3.1.4. Einfluss der Kapillarstruktur auf die Geometrie der Phasengrenzfläche	51
3.1.5. Einfluss der Phasengrenzfläche auf den thermischen Widerstand	54
3.1.6. Ein Datensatz zur Berücksichtigung des Verdampfungswiderstands auf Makroebene	57

3.2.	Ein recheneffizienter Ansatz zur Simulation von Heatpipes	60
3.2.1.	Herleitung einer analytischen Berechnungsvorschrift für die effektive Wärmeleitfähigkeit des Dampfraums	60
3.2.2.	Modellvalidierung	64
3.2.3.	Vergleich der Simulationsmethodik mit dem Stand der Technik	71
3.3.	Die Mehrphasensimulation von Heatpipes	77
3.3.1.	Modellentwicklung	77
3.3.2.	Anwendung der Simulationsmethodik auf eine zylindrische Heatpipe, Modellvalidierung und Vergleich mit dem Stand der Technik	80
4.	Das Potenzial von Heatpipes zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators	93
4.1.	Referenzmaschine	94
4.1.1.	Numerische Modellierung	95
4.1.2.	Randbedingungen und gewählte Betriebspunkte	97
4.1.3.	Thermische Auswertung	98
4.2.	Integration von Heatpipes in die Statornuten	99
4.3.	Kühlkonzept 1: Wärmeabfuhr mittels eines sprayinduzierten Ölfilms	102
4.3.1.	Experimentelle Quantifizierung des Wärmeübergangs	103
4.3.2.	Thermische Bewertung des Kühlpotenzials	107
4.4.	Kühlkonzept 2: Flüssigkeitsgekühlte Vergusskappen	110
4.4.1.	Thermische Bewertung des Kühlpotenzials	111
4.4.2.	Erweiterung des Betriebsbereichs	113
5.	Zusammenfassung und Ausblick	117
5.1.	Der thermische Widerstand beim Phasenwechsel innerhalb von Sinterstrukturen	117
5.2.	Ein recheneffizienter Ansatz zur Simulation von Heatpipes	118
5.3.	Die Mehrphasensimulation von Heatpipes	119
5.4.	Das Potenzial von Heatpipes zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators	121
Literatur		123
Abbildungsverzeichnis		135
Tabellenverzeichnis		141
A. Anhang		143
A.1.	Vergleich der Wärmeübertragung bei natürlicher Konvektion und beim Phasenübergang	143
A.2.	Berechnung von $\frac{Hg}{Re}$ für (Hagen-)Poiseuille-Strömungen	144
A.3.	Die Energiebilanz an der Phasengrenze	145
A.4.	Temperaturabhängige Stoffdaten in tabellarischer Form	146
A.5.	Ergänzende Berechnung zum Kühlkonzept 1: Chancenorientierte Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten	148
A.6.	Ergänzende Auswertung zum Kühlkonzept 2	149

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

Formelzeichen	Beschreibung	Einheit
A	(Querschnitts-)Fläche	m^2
\vec{A}	Flächenvektor	m^2
A_k	Effektiver Strömungsquerschnitt der Kapillarstruktur	m^2
A_Z	Querschnittsfläche einer numerischen Zelle	m^2
B	Breite	m
B	Magnetische Flussdichte	T
B_r	Magnetische Remanenz	T
c	Spezifische Wärmekapazität	$\frac{J}{kg K}$
d	Dicke	m
D	Abstand	m
D^*	Dimensionsloser Kugelabstand	
e	Massenspezifische Energie	$\frac{J}{kg}$
f	Frequenz	Hz
f_{vib}	Anzahl der Schwingungsfreiheitsgrade	
\vec{f}''	Flächenspezifische Impulsquelle	$\frac{N}{m^2}$
\vec{f}'''	Volumenspezifische Impulsquelle	$\frac{N}{m^3}$
g	Erdbeschleunigung	$\frac{m}{s^2}$
h	Massenspezifische Enthalpie	$\frac{J}{kg}$
Δh_v	Massenspezifische Verdampfungsenthalpie	$\frac{J}{kg}$
H	Höhe	m

H	Magnetische Feldstärke	$\frac{\text{A}}{\text{m}}$
H^*	Seitenverhältnis des Dampfkerns	
H_c	Koerzitivfeldstärke	$\frac{\text{A}}{\text{m}}$
i	Laufvariable	
I_{eff}	Effektivwert der elektrischen Stromstärke	A
\mathbf{I}	Einheitsmatrix	
k_{I}	Stromverdrängungsfaktor	
K	Permeabilität	m^2
L	Länge	m
L^*	Charakteristische Länge	m
L_{fl}	Länge einer Kontaktlinie	m
L_{fl}^*	Dimensionslose Länge einer Kontaktlinie	
m	Hilfsparameter zur Lösung der Rippen-DGL	$\frac{1}{\text{m}^2}$
\dot{m}	Massenstrom	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
\dot{m}''	Flächenspezifischer Massenstrom	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$
\dot{m}'''	Volumenspezifische Massenquelle/-senke	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ s}}$
M	Drehmoment	N m
M	Molare Masse	$\frac{\text{kg}}{\text{mol}}$
M^*	Spezifische Leistungszahl	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
n	Anzahl der Elemente einer Reihenentwicklung	
n_a	Anzahl der Atome pro Molekül	
n	E-Maschinen-Drehzahl	$\frac{1}{\text{s}}$
N	Anzahl der Phasen einer Strömung	
N_{M}	Maschenanzahl pro Längeneinheit	$\frac{1}{\text{m}}$
N_{s}	Anzahl an Liniensegmenten	
N_{Z}	Anzahl der Zellen eines numerischen Netzes	
p	Druck	Pa

\bar{p}	Volumengemittelter Druck	Pa
\mathbf{p}	Druckfeld/-verteilung	Pa
Δp_{ph}	Drucksprung an der Phasengrenze	Pa
p_{sat}	Sättigungsdampfdruck	Pa
P	Leistung	W
q_{ψ}	Quell-/Senkterm einer generischen Erhaltungsgröße ψ	
\dot{q}''	Flächenspezifischer Wärmestrom	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
\dot{q}'''	Volumenspezifische Wärmequelle/-senke	$\frac{\text{W}}{\text{m}^3}$
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Position in r -Richtung	m
R	Radius	m
R^2	Bestimmtheitsmaß	
$\overline{R^2}$	Adjustiertes Bestimmtheitsmaß	
R_{eff}	Effektiver Krümmungsradius	m
R_{el}	Elektrischer Widerstand	Ω
R_{K}^*	Dimensionsloser Kugelradius	m
\hat{R}_{K}	Simulierter Kugelradius	m
R_{m}	Universelle Gaskonstante	$\frac{\text{J}}{\text{mol K}}$
R_{s}	Spezifische Gaskonstante	$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
R_{th}	Thermischer Widerstand	$\frac{\text{m}^2 \text{K}}{\text{W}}$
$R_{\text{th,HP}}$	Thermischer Widerstand einer Heatpipe	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$
$R_{\text{th,ph}}$	Thermischer Widerstand der Phasengrenze	$\frac{\text{m}^2 \text{K}}{\text{W}}$
$\overline{R}_{\text{th,ph}}$	Effektiver thermischer Widerstand der Phasengrenze	$\frac{\text{m}^2 \text{K}}{\text{W}}$
\hat{R}_{zyl}	Simulierter Zylinderradius	m
s	Zellgröße an der Fest-Flüssig-Dampf-Kontaktlinie	m
S	Korrekturfaktor für die Porosität einer Gitterstruktur	

Nomenklatur

t	Zeit	s
T	Temperatur	K
\mathbf{T}	Temperaturfeld/-verteilung	K
\bar{T}_d	Mittlere Dampftemperatur	K
T_{krit}	Kritische Temperaturgrenze einer E-Maschine	K
T_{sat}	Sattdampftemperatur	K
ΔT_{ph}	Überhitzung der Flüssigkeit an der Phasengrenze	K
u	Geschwindigkeit in x - bzw. z -Richtung	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
\bar{u}	Mittlere Geschwindigkeit in x - bzw. z -Richtung	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
U	Umfang	m
v	Geschwindigkeit in y - bzw. r -Richtung	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
\bar{v}	Mittlere Geschwindigkeit in y - bzw. r -Richtung	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Δv_v	Spezifische Volumenänderung beim Phasenwechsel	$\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
V	Volumen	m^3
V^*	Dimensionsloses Flüssigkeitsvolumen	
\dot{V}	Volumenstrom	$\frac{\text{m}^3}{\text{s}}$
x	Position in x -Richtung	m
\hat{x}	Laufvariable für die Integration in x -Richtung	m
x_F	Flutpunkt	m
y	Position in y -Richtung	m
z	Position in z -Richtung	m
\bar{z}	Schwerpunkt in z -Richtung	m
Z^*	Dimensionsloser Schwerpunkt in z -Richtung	

Griechische Formelzeichen

Formelzeichen	Beschreibung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$
$\alpha_{\text{Öl}}$	Wärmeübergangskoeffizient zu sprayinduziertem Ölfilm	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$
α_{ϵ}	Absorptionskoeffizient	
α_{ϱ}	Temperaturkoeffizient des spez. elektrischen Widerstands	$\frac{1}{\text{K}}$
β	Trägheitskoeffizient der Darcy-Forchheimer-Gleichung	
γ	Kontaktwinkel	
Γ	Diffusionskoeffizient einer generischen Erhaltungsgröße	
$\delta_{L_{\text{fl}}}$	Rel. Abw. der realen von der idealen Kontaktlinienlänge	
ϵ	Emissionskoeffizient	
ε	Porosität	
η	Dynamische Viskosität	Pa s
θ_{d}	Axialer Wärmewiderstand des Dampfkerns	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$
θ_{V}	Verdampfungswiderstand	$\frac{\text{K}}{\text{W}}$
Θ_{d}	Dimensionsloser Wärmewiderstand des Dampfkerns	
κ	Parameter zur Beschreibung des Strömungsfalls	
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
$\hat{\lambda}$	Simulierte Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
$\lambda_{\text{d,eff}}$	Effektive Wärmeleitfähigkeit des Dampfkerns	$\frac{\text{W}}{\text{m K}}$
λ_{ϵ}	Wellenlänge	m
$\mu_{\text{s},i}$	Lösungsparameter	
ν	Kinematische Viskosität	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
ξ	Lösungsparameter	
ρ	Dichte	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
ρ_{ϵ}	Reflexionskoeffizient	
ϱ	Spezifischer elektrischer Widerstand	$\Omega \text{ m}$

σ_K	Kondensationskoeffizient	
σ_s	Stefan-Boltzmann-Konstante	$\frac{W}{m^2 K^4}$
$\sigma_{f,g}$	Grenzflächenspannung zw. Festkörper und Gasphase	$\frac{N}{m}$
$\sigma_{f,fl}$	Grenzflächenspannung zw. Festkörper und Flüssigkeit	$\frac{N}{m}$
$\sigma_{fl,g}$	Oberflächenspannung zw. Flüssig- und Gasphase	$\frac{N}{m}$
σ_V	Verdampfungskoeffizient	
$\hat{\sigma}$	Akkommodationskoeffizient	
$\boldsymbol{\tau}$	Viskoser Spannungstensor	$\frac{N}{m^2}$
τ_ϵ	Transmissionskoeffizient	
φ_i	Volumetrischer Anteil der Phase i	
$\dot{\varphi}_i$	Änderungsrate des volumetrischen Anteils der Phase i	$\frac{1}{s}$
ψ	Generische Erhaltungsgröße	
ψ	Stapelfaktor	

Indices

Index	Beschreibung
0	Bei $t = 0$, $x = 0$ und/oder $z = 0$
ϵ	Strahlung
φ	In tangentielle Richtung
A	A-Seite einer E-Maschine
ab	Abgestrahlt
abs	Absorbiert
AC	Alternating Current (Wechselstrom)
ad	Adiabater Teil
aus	Aus dem System austretend
B	B-Seite einer E-Maschine
Blech	Blech eines E-Maschinen-Statoren

BP	Blechpaket eines E-Maschinen-Statators
Cu	Kupfer
d	Dampf
D	Draht
DC	Direct Current (Gleichstrom)
Düse	Spraydüse
eck	Im Eckpunkt
eff	Effektiv
ein	In das System eintretend/einfallend
el	Elektrisch
f	Fest(körper)
fl	Flüssig, Flüssigkeit
g	Gasförmig
ges	Gesamt
H ₂ O	Wasser
H	Hohlraum
HP	Heatpipe
<i>i</i>	Laufvariable
<i>i</i>	Phase <i>i</i>
id	Ideal
k	Kapillar(struktur)
K	Kondensator
K	Korn
K	Kugel
K	In der Spraykammer
krit	Kritische Grenze
KR	Kapillares Röhrchen

L	Am Ende des Prüfkörpers bei $x = L$
Lack	Lackschicht zur Isolation
max	Maximal
min	Minimal
Öl	Zustand des Öls vor der Düse
opt	Optimiert
ph	An der Phasengrenze / Phasengrenzfläche
Pump	Pumpe
ref	Referenz
S	Zustand des Sprays vor Auftreffen auf den Prüfkörper
t	Total
T_{ref}	Bei Referenztemperatur
V	Verdampfer
V	Verluste
Vorlauf	Im Vorlauf des E-Maschinen-Kühlsystems
w	Wand
Wicklung	Wickelkörper einer E-Maschine
WK	Wickelkopf
Z	(Numerische) Zelle
zu	zugeführt
zyl	Zylinder
	In Richtung der Leiterachse

Dimensionslose Kennzahlen

Kennzahl	Beschreibung
Bo	Bond-Zahl
Hg	Hagen-Zahl

Nu	Nußelt-Zahl
Pe	Péclet-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Re_{\perp}	Orthogonale Reynolds-Zahl
Re_K	Darcy-Reynolds-Zahl

Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
Abb.	Abbildung
BP	Betriebspunkt
CFD	Computational Fluid Dynamics (Num. Strömungsmechanik)
CHT	Conjugate Heat Transfer (Gekoppelte Wärmeübertragung)
Gl.	Gleichung
HKS	Hertz-Knudsen-Schrage
HP	Heatpipe
Kap.	Kapitel
NIST	National Institute of Standards and Technology
PKW	Personenkraftwagen
PSM	Permanenterregte Synchronmaschine
REM	Rasterelektronenmikroskop
SRT	Statistical Rate Theory
SSM	Stromerregte Synchronmaschine
Tab.	Tabelle
TED	Thermal Energy Dominant (dominiert durch therm. Energie)
VOF	Volume-of-Fluid-Methode

1. Einleitung und Motivation

Getrieben durch das anhaltende Bedürfnis nach individueller Mobilität und nicht zuletzt durch die schnell wachsende Wirtschaftsleistung im asiatischen Raum, ist über die letzten Jahrzehnte eine stetig steigende Nachfrage nach Personenkraftwagen (PKW) zu beobachten. Abb. 1.1 belegt diesen Zusammenhang: Während 1999 weltweit circa 40 Millionen

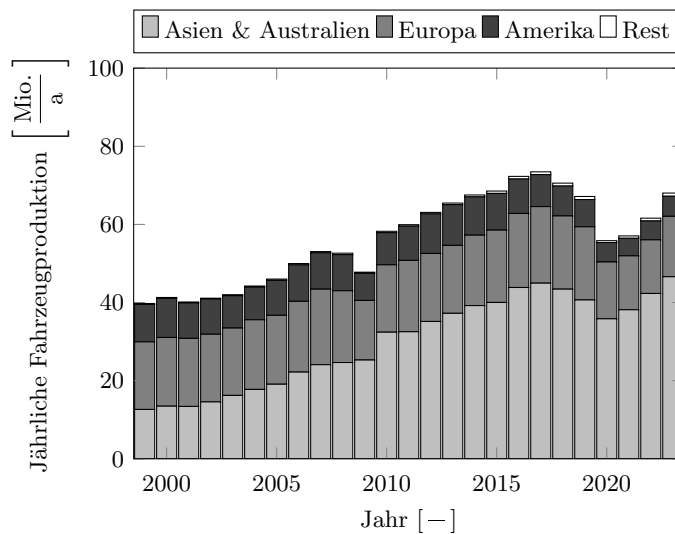


Abbildung 1.1.: Zeitliche Entwicklung der weltweiten Jahresproduktion von Personenkraftwagen. Datenbasis: [1]

PKW produziert wurden, überstieg der Absatz im Jahr 2023 68 Millionen produzierte Einheiten [1]. Gleichzeitig führt der anthropogene CO₂-Ausstoß zu weiterem Fortschritt der Klimaerwärmung mit weitreichenden prognostizierten Folgen für Umwelt, Wirtschaft und Gesundheit [2]. Nicht zuletzt durch die Verordnung des Europaparlaments [3], die CO₂-Flottenemissionen für neu zugelassene PKW bis 2035 auf Null zu reduzieren, steigt weltweit die Nachfrage nach klimaneutralen Transportlösungen. Um diese Ziele zu erreichen, stellen batterieelektrische Fahrzeuge einen zentralen Bestandteil des resultierenden Wandels der Automobilindustrie dar. Neben den Hochvolt-Batteriespeichern stehen vor allem die elektrischen Traktionsmaschinen im Fokus der Entwicklung [4, 5]. Sowohl die Leistungsfähigkeit als auch die Effizienz moderner E-Maschinen werden jedoch häufig durch das Erreichen kritischer Temperaturniveaus limitiert, sodass die erforderlichen Kühlkonzepte regelmäßig Schwerpunkt wissenschaftlicher Untersuchungen sind [6, 7]. Heatpipes zeichnen sich durch ihre herausragenden Wärmeleiteigenschaften aus, finden innerhalb moderner Wärmemanagementsysteme immer häufiger Anwendung und erwei-

sen sich damit als vielversprechend für die effizientere Kühlung elektrischer Maschinen. Die Bewertung dieses Potenzials findet im Rahmen der vorliegenden Arbeit in zwei Teilen statt: Der erste Abschnitt liefert einen Beitrag zur thermischen Simulation von Heatpipes. Die dort entwickelten Simulationsansätze bilden sowohl strömungsmechanische als auch thermodynamische Zusammenhänge ab, die in bisherigen Veröffentlichungen keine oder nur unzureichende Berücksichtigung gefunden haben. Unter Nutzung der gewonnenen Erkenntnisse konzentriert sich der zweite Teil schließlich auf die thermische Bewertung zweier heatpipebasierter Konzepte zur Stator Kühlung einer elektrischen Traktionsmaschine.

1.1. Heatpipes und ihre thermische Simulation

Moderne Wärmemanagementsysteme, zum Beispiel die Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen oder von Verbraucherelektronik, tragen maßgeblich zum Erreichen immer höherer Leistungsdichten bei. Die unvermeidbar anfallende Verlustwärme wird bei konventionellen Kühlsystemen meist mithilfe einphasiger Fluidströmungen zu etwaigen Kühlkörpern oder direkt an die Umgebung abgeführt. Zur Erfüllung stetig steigender Anforderungen an die Leistungsfähigkeit bei gleichzeitiger Reduzierung des verfügbaren Bau- raums werden jedoch vermehrt Kühlsysteme notwendig, die auf einen Phasenwechsel des verwendeten Kühlfluids angewiesen sind. Vor diesem Hintergrund kommen häufig Heatpipes zum Einsatz, welche die Verdampfung und Kondensation eines Arbeitsmediums nutzen, um herausragende Wärmetransporteigenschaften zu realisieren. Heatpipes (dt. Wärmerohre) sind hermetisch abgeschlossene, passive Bauelemente, die sich entlang einer Vorzugsrichtung durch einen vergleichsweise geringen thermischen Widerstand auszeichnen. Sie ermöglichen einen nahezu isothermen Wärmetransport über weite Strecken und bieten einen hohen Designfreiraum bei gleichzeitig geringen Kosten [8]. Die Erfindung der Heatpipe geht auf R. S. Gaugler bei General Motors im Jahr 1944 zurück [9]. Den eigentlichen Durchbruch erhielt die Technologie aber erst, nachdem G. M. Grover in den 1960er Jahren eine natriumbetriebene Heatpipe vorstellte [10, 11]. Der erste massenhafte Einsatz erfolgte schließlich 1982 mit dem Verbau innerhalb von Audio-Verstärkern [12]. Mit mehreren zehn Millionen produzierten Einheiten pro Jahr werden Heatpipes bis heute vor allem im Bereich der Verbraucherelektronik eingesetzt [11]. Nicht zuletzt deswegen ist der weltweite Heatpipemarkt im Jahr 2022 auf circa 3,1 Mrd. US-Dollar (derzeit circa 2,9 Mrd. €) gestiegen [13, 14], während weiterhin Wachstumsraten zwischen 5,1% und 7,5% für die kommenden Jahre prognostiziert werden [13–16]. Aufgrund ihrer erstklassigen Wärmeleiteigenschaften untersucht die Wissenschaft den Einsatz von Heatpipes in unterschiedlichsten Disziplinen, zum Beispiel innerhalb Turbinenschaufeln [17], in Rekombinatoren von Atomkraftwerken [18] und in elektrischen Traktionsmaschinen [19–22]. Um Heatpipes optimal auslegen und einen Betrieb innerhalb ihrer Leistungsgrenzen sicherstellen zu können, spielen Simulationen eine entscheidene Rolle. In der vorliegenden Arbeit werden daher Simulationsansätze entwickelt, welche die thermodynamischen Zusammenhänge innerhalb von Heatpipes detailliert abbilden und damit eine Vorhersage des thermischen Verhaltens auf Gesamtsystem-Ebene erlauben. Der Fokus liegt dabei auf

der korrekten Berücksichtigung des Phasenwechsels innerhalb von Sinterstrukturen, der Entwicklung eines wärmeleitungs-basierten und damit recheneffizienten Modells, das den Druckverlust der Dampfströmung berücksichtigt, sowie der detaillierten Mehrphasensimulation von Heatpipes, die tiefe Einblicke in die internen thermodynamischen Vorgänge ermöglicht.

1.2. Die Stator Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen

Die stetig wachsende Nachfrage nach elektrischer Mobilität rückt die Entwicklung innenlaufender E-Maschinen mit hohen Leistungsdichten in den Fokus aktueller Forschungsprojekte [7]. Trotz der bekanntlich hohen Wirkungsgrade führen die auftretenden Verluste zu einer nennenswerten Erwärmung kritischer Komponenten wie der Wicklungen, des Statorblechpakets und etwaiger Permanentmagnete. Um irreversible Schädigungen zu vermeiden, die Leistungsdichte zu maximieren und den Wirkungsgrad weiter zu steigern, sind innovative Kühlkonzepte von zentraler Bedeutung. Moderne E-Maschinen weisen daher komplexe Wärmemanagementsysteme zur effizienten Rotor- und Stator Kühlung auf. Um die anfallende Verlustwärme der Statorwicklung und des -blechpakets abzuführen, werden meist flüssige Kühlmedien eingesetzt [4, 5, 7]. Zur Komplexitätsbegrenzung des gesamten Fahrzeug-Antriebsstrangs finden dazu meist für die Automobilindustrie typische Getriebeöle oder Wasser-Glykol-Gemische Anwendung [6, 7]. Bis auf wenige Ausnahmen haben sich letztere aufgrund ihrer vorteilhaften thermischen Eigenschaften und geringen Kosten als Stand der Technik zur Stator Kühlung großseriengefertigter elektrischer Traktionsmaschinen durchgesetzt [23]. Dabei durchströmt die Kühlflüssigkeit das E-Maschinen-Gehäuse und führt die Verlustwärme von der Außenseite des Statorblechpakets ab. Die freiliegenden Enden der Statorwicklung, die sogenannten Wickelköpfe, sind hierbei jedoch thermisch vergleichsweise schlecht an den Kühlmantel angebunden. Infolgedessen erreichen sie im Betrieb meist zuerst kritische Temperatur-niveaus und begrenzen damit die Leistung und Effizienz der gesamten Maschine [24]. Dieser Zusammenhang motiviert zum Einsatz heatpipebasierter Kühlsysteme zur effizienteren und zugleich bauraumoptimierten Stator Kühlung elektrischer Maschinen. In der vorliegenden Arbeit wird daher das thermische Potenzial einer Integration von Heatpipes in die Statornuten bewertet, welche die anfallende Verlustwärme an die jeweils axialen Enden der E-Maschine leiten. Dazu werden zwei Konzepte zur Wärmeabfuhr von den herausstehenden Heatpipeenden und Wickelköpfen gegenübergestellt: Während der erste Ansatz eine Kühlung mithilfe mehrerer Ölsprays vorsieht, basiert das zweite Konzept auf einem gemeinsamen, wassergekühlten Harzverguss. Die Bewertung der thermischen Potenziale findet mithilfe hochaufgelöster 3D-CFD-Simulationen des kompletten E-Maschinen-Stators, den jeweiligen turbulenten Kühlmittelströmungen sowie der Heatpipes statt. Die im ersten Teil der Arbeit entwickelten und validierten Simulationsmodelle bilden darin die Basis für die korrekte Abbildung des thermischen Verhaltens der Heatpipes.

2. Grundlagen und Stand der Technik

In diesem Kapitel werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen zusammengefasst. Insbesondere werden zunächst relevante thermodynamische und strömungsmechanische Zusammenhänge vorgestellt. Darüber hinaus findet sich im Folgenden eine detaillierte Zusammenfassung zur Funktionsweise und Simulation von Heatpipes. Abschließend werden Funktionsprinzip, Verlustmechanismen und Kühlkonzepte elektrischer Traktionsmaschinen näher erläutert. Es sei darauf hingewiesen, dass vereinzelte Fragestellungen detailspezifische Diskussionen der bestehenden Literatur erfordern, die zur besseren Berücksichtigung des Kontexts im jeweiligen Methodik- und Ergebnisteil verortet wurden.

2.1. Thermodynamische und strömungsmechanische Grundlagen

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht über grundlegende Zusammenhänge der Thermodynamik und Strömungsmechanik. Besonderer Fokus liegt dabei auf der Beschreibung von Fluidströmungen, dem Kapillareffekt, Mechanismen der Wärmeübertragung, dem Übergang zwischen zwei Phasen und der numerischen Strömungsmechanik.

2.1.1. Die Beschreibung strömender Fluide

Bei kontinuumsmechanischer Betrachtung lassen sich Fluidströmungen durch einen Satz an Differentialgleichungen, den sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen, beschreiben. Diese bestehen aus den Erhaltungsgleichungen für Masse (Gl. (2.1)), Impuls (Gl. (2.2)) und Energie (Gl. (2.3)). Eine Herleitung dieser Gleichungen ist in der Literatur vielfach und detailliert beschrieben [25–27].

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = \dot{m}''' \quad (2.1)$$

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \vec{f}''' \quad (2.2)$$

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial (\rho e_t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h_t \vec{v}) = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \vec{v}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \vec{f}''' \cdot \vec{v} + \dot{q}''' \quad (2.3)$$

mit λ : Wärmeleitfähigkeit
 ρ : Dichte
 $\boldsymbol{\tau}$: Viskoser Spannungstensor
 e_t : Massenspezifische totale Energie
 \vec{f}''' : Volumenspezifischer Kraftvektor
 h_t : Massenspezifische totale Enthalpie
 \dot{m}''' : Volumenspezifische Massenquelle/-senke
 p : Druck
 \dot{q}''' : Volumenspezifische Wärmequelle/-senke
 t : Zeit
 \vec{v} : Geschwindigkeitsvektor

Es sei darauf hingewiesen, dass der Masse-Quellterm \dot{m}''' in Gl. (2.1) lediglich in Sonderfällen - etwa bei separat modellierten Phasen - berücksichtigt wird. Bei der Beschreibung eines Kontinuums gilt in der Regel $\dot{m}''' = 0$. Darüber hinaus werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich newtonsche Fluide betrachtet. Der viskose Spannungstensor $\boldsymbol{\tau}$ kann daher durch Gl. (2.4) beschrieben werden [25]. Darin definiert \mathbf{I} die Einheitsmatrix und η die dynamische Viskosität des Fluids.

$$\boldsymbol{\tau} = \eta \left[\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^\top \right] - \left[\frac{2}{3} \eta (\nabla \cdot \vec{v}) \right] \mathbf{I} \quad (2.4)$$

(Hagen-)Poiseuille-Strömung

Die Hagen-Poiseuille-Strömung ist ein Spezialfall einer Rohrströmung und wird schematisch in Abb. 2.1(a) dargestellt. Analog dazu zeigt Abb. 2.1(b) den äquivalenten Strömungsfall zwischen zwei unendlich ausgedehnten Platten, die sogenannte Poiseuille-Strömung. Die beiden Strömungsformen zeichnen sich durch Inkompressibilität $\rho =$

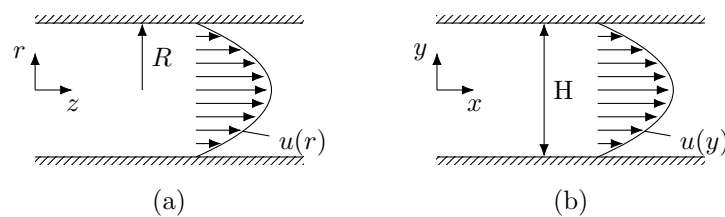


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung einer Hagen-Poiseuille- (a) und einer Poiseuille-Strömung (b).

const., Laminarität $v = 0$ und Stationarität $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ aus und werden als vollständig ausgebildet angenommen $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z} = 0$. Unter diesen Annahmen lässt sich der Gleichungssatz

aus Massenerhaltung Gl. (2.1) und Impulserhaltung Gl. (2.2) für ein isotropes newtonisches Fluid analytisch lösen. Die jeweiligen Geschwindigkeitsprofile u ergeben sich zu:

$$u(r) = \frac{2\dot{m}}{\rho\pi R^4} (R^2 - r^2) \quad \text{für Hagen-Poiseuille Strömungen} \quad (2.5a)$$

$$u(y) = \frac{6\dot{m}}{\rho BH^3} (0,25H^2 - y^2) \quad \text{für Poiseuille-Strömungen} \quad (2.5b)$$

In den obigen Gleichungen beschreibt \dot{m} den Fluidmassenstrom, R und H den Außenradius des Rohres beziehungsweise die Kanalhöhe und B definiert die Kanalbreite. Der Druckgradient in Strömungsrichtung lässt sich ebenfalls analytisch bestimmen:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{8\eta}{\rho\pi R^4} \dot{m} \quad \text{für Hagen-Poiseuille-Strömungen} \quad (2.6a)$$

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{12\eta}{\rho BH^3} \dot{m} \quad \text{für Poiseuille-Strömungen} \quad (2.6b)$$

2.1.2. Poröse Medien

„Poröse Medien werden als Festkörper verstanden, die kleinskalige Hohlräume, die namensgebenden Poren, beinhalten.“ [28] Die Porosität ε beschreibt dabei das Verhältnis aus Hohlraumvolumen V_H zu Gesamtvolumen V_{ges} . Die Bestimmung der Porosität kann experimentell durch Massebestimmung stattfinden, in der Praxis werden für Abschätzungen jedoch häufig empirisch gefundene Berechnungsvorschriften genutzt. In vielen technischen Anwendungsfällen sind strömungsmechanische Größen auf einer Makroebene von Interesse, wie zum Beispiel der Druckverlust in Grundwasserströmungen [29], bei der Transpirationskühlung von Turbinenschaufeln [28] und innerhalb von Heatpipes [30]. Bei der Durchströmung poröser Medien wird grundsätzlich zwischen einer mikroskopischen und einer makroskopischen Geschwindigkeit unterschieden. Die mikroskopische Geschwindigkeit entspricht dabei der realen Geschwindigkeit des Fluids auf einer mikroskopischen Skala. Diese hängt stark von den Eigenschaften der porösen Struktur wie zum Beispiel der Porosität ab. Im Gegensatz dazu beschreibt die makroskopische Geschwindigkeit den Volumenstrom pro Flächeneinheit und basiert auf dem Verständnis des porösen Mediums als Kontinuum. In der Praxis ist häufig dieser Effektivwert von Interesse, sodass sich alle Gleichungen im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit auf die makroskopische Geschwindigkeit beziehen. Der Druckgradient bei der Durchströmung poröser Medien lässt sich nach Kececioglu und Jiang [31] anhand der Darcy-Reynolds-Zahl in vier Regime einteilen: „Pre-Darcy“, „Darcy“, „Forchheimer“ und „Turbulenz“. Die Darcy-Reynolds-Zahl $Re_K = \frac{\rho v \sqrt{K}}{\eta}$ ist ein Maß für den Turbulenzgrad bei der Durchströmung eines porösen Mediums. Die Permeabilität K ist darin ein Maß für die Durchlässigkeit einer Kapillarstruktur gegenüber einer Fluidströmung und stellt damit eine Kennzahl für den Strömungswiderstand eines porösen Mediums dar. Sie hängt maßgeblich von der Porosität und der mikroskopischen Zusammensetzung der

Kapillarstruktur ab. Die Permeabilität wird meist experimentell ermittelt, für erste Abschätzungen und bekannte Kapillarstrukturen existieren jedoch zahlreiche empirische Näherungsgleichungen. Abb. 2.2 zeigt den Verlauf des Druckgradienten abhängig von der Darcy-Reynoldszahl Re_K . Untersuchungen von Darcy und Forchheimer [29] führ-

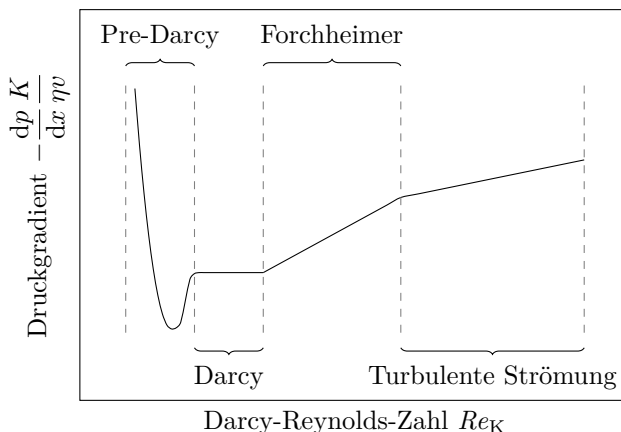


Abbildung 2.2.: Regime des Druckverlusts bei Durchströmung poröser Medien abhängig von der Darcy-Reynoldszahl. Grafische Darstellung nach [28, 31].

ten zu der allgemein bekannten Darcy-Forchheimer-Gleichung (2.7), die eine analytische Berechnung des Druckverlusts bei Durchströmung eines porösen Mediums ermöglicht. Die Gleichung gilt in einem kartesischen Koordinatensystem für die mit „Darcy“ und „Forchheimer“ bezeichneten Regime in Abb. 2.2.

$$\frac{dp}{dx_i} = - \left(\frac{\eta}{K} v_i + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho v_i |v_i| \right) \quad (2.7)$$

In der obigen Gleichung bezeichnet β den Trägheitskoeffizienten. Zahlreiche Veröffentlichungen verwenden die Konstante $\beta = 0,55$ [32–34], die von Ward [35] für partikelbasierte poröse Medien experimentell gefunden wurde. Bei einer kontinuumsmechanischen Betrachtung des porösen Mediums kann der Strömungswiderstand über die Impulsquelle in Gl. (2.8) in der Impulserhaltungsgleichung (2.2) berücksichtigt werden.

$$\vec{f}''' = - \left(\frac{\eta}{K} + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho |\vec{v}| \right) \vec{v} \quad (2.8)$$

Die effektive Wärmeleitfähigkeit eines porösen Mediums λ_{eff} hängt stark von der mikroskopischen Struktur ab, allgemeingültige Berechnungsvorschriften existieren daher nicht. Zur Eingrenzung findet sich in der Literatur jedoch Ungleichung (2.9), die die effektive Wärmeleitfähigkeit eines porösen Mediums zwischen einer Reihen- und Parallelschaltung von Festkörper „f“ und Flüssigkeit „fl“ einordnet [36].

$$\frac{\lambda_{\text{fl}} \lambda_{\text{f}}}{\varepsilon \lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} (1 - \varepsilon)} \leq \lambda_{\text{eff}} \leq \varepsilon \lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} (1 - \varepsilon) \quad (2.9)$$

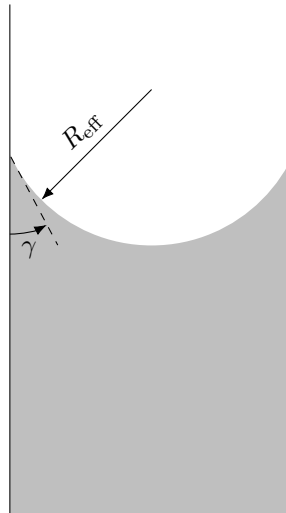


Abbildung 2.3.: Flüssigkeitsmeniskus in einem kapillaren Röhren. Grafische Darstellung nach [28].

λ_{fl} und λ_f beschreiben jeweils die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit und der Festkörperstruktur des porösen Mediums. In der Praxis werden effektive Wärmeleitfähigkeiten meist experimentell bestimmt oder mithilfe empirischer Näherungen berechnet (vgl. Kap. 2.2.2).

2.1.3. Kapillarkräfte

Weist die Grenzfläche zwischen zwei Phasen eine Krümmung auf, ergeben sich unterschiedliche Druckniveaus auf beiden Seiten der Phasengrenze. Ein einfaches Beispiel ist das Ansteigen einer Flüssigkeitssäule in einem kapillaren Röhren „KR“, wie es in Abb. 2.3 dargestellt ist. γ bezeichnet darin den charakteristischen Kontaktwinkel, der sich abhängig von der jeweiligen Paarung aus Feststoff, benetzendem und nicht benetzendem Fluid zwischen 0° und 180° einstellt. Im dargestellten Beispiel führt der Kontaktwinkel $\gamma < 90^\circ$ zu einer konkav gekrümmten Wasseroberfläche, die zu einem Drucksprung Δp_k zwischen Flüssigkeit und Gasphase an der Phasengrenze führt. Dieser Druckunterschied resultiert wiederum in der Ausbildung einer Wassersäule. Der beschriebene Zusammenhang wird häufig als Kapillareffekt bezeichnet und lässt sich mittels Gl. (2.10) quantifizieren [28]:

$$\Delta p_k = \frac{2\sigma_{fl,g} \cos \gamma}{R_{eff}} \quad (2.10)$$

$\sigma_{fl,g}$ beschreibt darin die Grenzflächenenergie der Flüssig-Gas-Phasengrenze, die häufig auch als Oberflächenspannung definiert ist. R_{eff} stellt den effektiven Krümmungsradius der Phasengrenze dar. In dem gezeigten Beispiel eines perfekt runden kapillaren Röhrens gilt $R_{eff} = R_{KR}$. Für Kapillarstrukturen mit abweichender Mikrostruktur finden

sich in der Literatur Berechnungsvorschriften zur Bestimmung des effektiven Krümmungsradius [28, 37]. Der Kontaktwinkel γ ergibt sich aus der Paarung der beteiligten Fluide mit dem Festkörpermaterial und wird meist experimentell bestimmt. Alternativ lässt sich γ mithilfe der Youngschen Gleichung (2.11) berechnen:

$$\cos \gamma = \frac{\sigma_{f,g} - \sigma_{f,fl}}{\sigma_{fl,g}} \quad (2.11)$$

Analog zu Gl. (2.10) definieren $\sigma_{f,fl}$ und $\sigma_{f,g}$ die Grenzflächenspannungen zwischen Festkörper und Flüssigkeit beziehungsweise zwischen Festkörper und Gasphase. Zur Bewertung des Einflusses der Gravitation auf die Meniskusgeometrie wird häufig die Bond-Zahl Bo herangezogen, die in Gl. (2.12) definiert wird:

$$Bo = \frac{\rho_{fl} g L^{*2}}{\sigma_{fl,g}} \quad (2.12)$$

In der obigen Gleichung beschreibt g die Erdbeschleunigung und L^* die charakteristische Länge. Für kleine Bo wird die Meniskusgeometrie folglich von Oberflächenspannungen dominiert und der Einfluss der Gravitation kann vernachlässigt werden [38].

2.1.4. Die drei Mechanismen der Wärmeübertragung

Wärmeleitung

Wärmeleitung ist definiert als der diffusive Energietransport innerhalb eines Fluids oder Festkörpers. Das treibende Potenzial ist dabei die Temperatur. Wärme fließt folglich intuitiv von „warm“ (hohes Potenzial) nach „kalt“ (niedriges Potenzial). Der Energietransport findet dabei durch Gitterschwingungen statt, die sich auf benachbarte Moleküle übertragen. Bei elektrisch leitfähigen Materialien wie zum Beispiel Metallen stellen die freien Elektronen einen weiteren Mechanismus des Energietransports bereit. Unter stationärer und kontinuumsmechanischer Betrachtung beschreibt die Fouriersche Differentialgleichung der Wärmeleitung Gl. (2.13) den diffusiven Energietransport innerhalb von Festkörpern und ruhender Fluide:

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0 \quad (2.13)$$

Für eine Vielzahl technischer Anwendungen spielt der Sonderfall eindimensionaler, stationärer Wärmeleitung durch ein isotropes Material mit konstanter Wärmeleitfähigkeit eine wichtige Rolle. Abb. 2.4 zeigt eine grafische Darstellung dieses Sonderfalls für eine ebene Geometrie mit konstantem Querschnitt A und der Breite B sowie für die radiale Wärmeleitung innerhalb einer kreisrunden Rohrwand. Die jeweilig zugehörige Wärmestromdichte lässt sich mittels Gl. (2.14) berechnen:

$$\dot{q}'' = \frac{T_2 - T_1}{R_{th}} \quad (2.14)$$

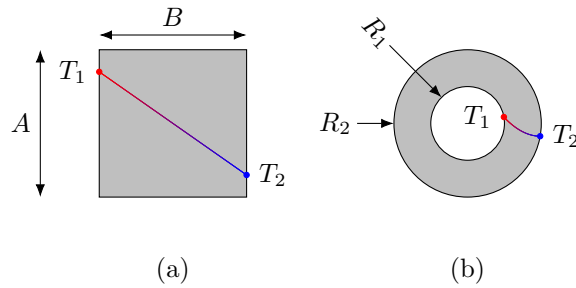


Abbildung 2.4.: Stationäre Wärmeleitung durch eine Geometrie mit konstanter Querschnittsfläche (a) und durch eine kreisrunde Rohrwand (b) aus jeweils isotropem Material mit konstanter Wärmeleitfähigkeit. Grafische Darstellung in Anlehnung an [39].

Die thermischen Widerstände R_{th} der in Abb. 2.4 gezeigten Spezialfälle lassen sich mithilfe der Gln. (2.15a) und (2.15b) berechnen:

$$R_{\text{th}} = \begin{cases} \frac{B}{\lambda} & \text{für Geometrien mit konstanter Querschnittsfläche} & (2.15a) \\ \frac{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{\lambda} r & \text{für kreisrunde Rohrwände} & (2.15b) \end{cases}$$

Es sei darauf hingewiesen, dass Gl. (2.15b) die Berechnung der Wärmestromdichte für einen beliebigen Radius $R_1 \leq r \leq R_2$ erlaubt.

Konvektion

Der Wärmetransport von Festkörpern in strömende Fluide wird als Konvektion bezeichnet [40]. Bei technischen Fragestellungen spielt konvektive Wärmeübertragung häufig bei der fluidischen Kühlung von Festkörpern eine Rolle. Im Allgemeinen wird dabei zwischen natürlicher und erzwungener Konvektion unterschieden: Bei natürlicher Konvektion führen temperaturinduzierte Dichteunterschiede zu einer Fluidströmung. Im Gegensatz dazu zeichnet sich erzwungene Konvektion dadurch aus, dass das Strömungsfeld durch einen extern erzeugten Druckgradienten, zum Beispiel mithilfe von Ventilatoren oder Pumpen, erzeugt wird. Bei der Über- und Umströmung von Festkörpern findet ein Wärmeaustausch mit dem Fluid statt. Zur Quantifizierung dieses Wärmeübergangs werden in der Praxis häufig aufwendige numerische Simulationen durchgeführt oder eine Abschätzung mittels Gl. (2.16) durchgeführt.

$$\dot{q}'' = \alpha (T - T_{\text{ref}}) \quad (2.16)$$

$T - T_{\text{ref}}$ bezeichnet dabei die Temperaturdifferenz zwischen Festkörperoberfläche und Referenztemperatur. Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α lässt sich für

viele Anwendungsfälle die sogenannte Nußelt-Zahl Nu mithilfe empirisch gefundener Korrelationen berechnen. Über die Definition von Nu in Gl. (2.17) lässt sich schließlich durch Umformen auf α zurückzuschließen.

$$Nu = \frac{\alpha L^*}{\lambda} \quad (2.17)$$

Die Péclet-Zahl Pe beschreibt das Verhältnis von konvektiver zu diffusiver Transportrate und berechnet sich nach Gl. (2.18):

$$Pe = \frac{\rho u c L^*}{\lambda} \quad (2.18)$$

In der obigen Gleichung definiert c die spezifische Wärmekapazität des strömenden Fluids.

Strahlung

Weist ein Körper eine Temperatur $T > 0\text{K}$ auf, so strahlt er elektromagnetische Wellen und damit Energie ab. Die abgestrahlte Wärmestromdichte $\dot{q}_{\epsilon,ab}''$ lässt sich mittels Gl. (2.19) berechnen:

$$\dot{q}_{\epsilon,ab}'' = \epsilon \sigma_s T^4 \quad (2.19)$$

Darin ist die Stefan-Boltzmann-Konstante als $\sigma_s = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{W/m}^2\text{K}^4$ definiert, ϵ bezeichnet den sogenannten Emissionsgrad. Ideal schwarze Körper weisen einen Emissionsgrad von $\epsilon = 1$ auf. In der Praxis gilt üblicherweise $0 < \epsilon < 1$, wobei ϵ entscheidend von Oberflächenbeschaffenheit, -farbe und -temperatur abhängt. Ist ein Körper darüber hinaus elektromagnetischer Strahlung ausgesetzt, wird ein Teil α_ϵ dieser Strahlung absorbiert, ein Teil ρ_ϵ reflektiert und ein Teil τ_ϵ transmittiert. Die jeweiligen Anteile müssen folglich in Summe Eins ergeben:

$$\alpha_\epsilon + \rho_\epsilon + \tau_\epsilon = 1 \quad (2.20)$$

Nach Kirchhoff gilt $\alpha_\epsilon = \epsilon$. Schwarze Strahler absorbieren daher per Definition jegliche auftreffende Strahlung, eine Reflexion oder Transmission eintreffender Strahlung findet folglich nicht statt. In der Praxis werden Festkörper meist als graue Strahler angenommen, die für jede Wellenlänge λ_ϵ einen identischen Absorptionsgrad $\alpha_\epsilon \neq f(\lambda_\epsilon)$ annehmen. Die absorbierte Wärmestromdichte $\dot{q}_{\epsilon,abs}''$ lässt sich also wie folgt berechnen:

$$\dot{q}_{\epsilon,abs}'' = \alpha_\epsilon \dot{q}_{\epsilon, \text{ein}}'' \quad (2.21)$$

In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Temperaturbereiche betrachtet, in denen konvektiver und diffusiver Wärmetransport dominieren. Die Wärmeübertragung durch elektromagnetische Strahlung wird daher im weiteren Verlauf der Arbeit vernachlässigt. Für eine detailliertere Einführung in die Thematik sei auf [40–42] verwiesen.

2.1.5. Wärmeübertragung in Stabrippen

Kühl- und insbesondere Stabrippen spielen bei der Wärmeabfuhr gekühlter Komponenten eine entscheidende Rolle. Wird eine Stabrippe, wie sie in Abb. 2.5 dargestellt ist, am Rippenfuß beheizt, strömt Wärme entlang der Rippenachse x und wird über die Mantelfläche an die Umgebung abgegeben. Stabrippen mit isotroper Wärmeleitfähigkeit λ

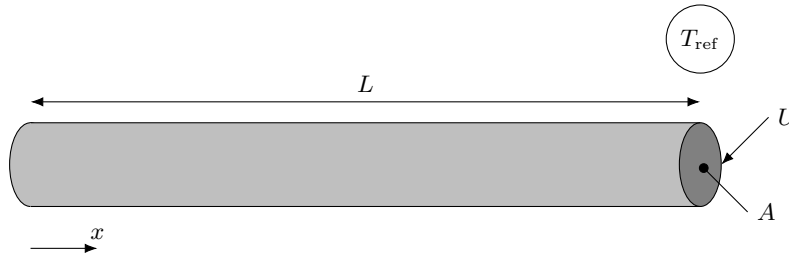


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung einer Stabrippe.

und konstanter Querschnittsfläche A lassen sich mithilfe der Differentialgleichung (2.22) beschreiben. Die Temperatur wird dabei konstant über jeden Querschnitt angenommen, hängt also lediglich von x ab. [43]

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \underbrace{\frac{\alpha U}{\lambda A}}_{m^2} (T - T_{\text{ref}}) = 0 \quad (2.22)$$

mit α : Wärmeübergangskoeffizient

λ : Wärmeleitfähigkeit

A : Querschnittsfläche der Rippe

m : Im Folgenden zur Abkürzung von $\sqrt{\frac{\alpha U}{\lambda A}}$ verwendet

T_{ref} : Umgebungs-/Referenztemperatur

U : Umfang der Querschnittsfläche A

Für Rippen, die eine kleine Querschnittsfläche im Vergleich zu ihrer Mantelfläche aufweisen, kann der Wärmestrom über den Rippenkopf vernachlässigt werden:

$$\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=L} = 0 \quad (2.23)$$

Unter Annahme von $U = \text{const.}$, $\alpha = \text{const.}$ und unter Verwendung von Gl. (2.23) lässt sich Gl. (2.22) lösen:

$$\frac{T(x) - T_{\text{ref}}}{T_0 - T_{\text{ref}}} = \frac{\cosh(m(L-x))}{\cosh(mL)} \quad (2.24)$$

Ist die Temperatur T_0 am Rippenfuß bekannt, kann folglich der Temperaturverlauf $T(x)$ entlang der Rippe berechnet werden.

2.1.6. Verdampfung und Kondensation

Das Verdampfen einer Flüssigkeit lässt sich in die Regime „Konvektives Sieden“, „Blasensieden“, „Übergangssieden“ und „Filmsieden“ unterteilen. Abb. 2.6 zeigt die verschiedenen Siederegime im sogenannten Nukiyama-Diagramm abhängig von Wärmestromdichte und Wandüberhitzung. Das Regime des konvektiven Siedens zeichnet sich dadurch aus,

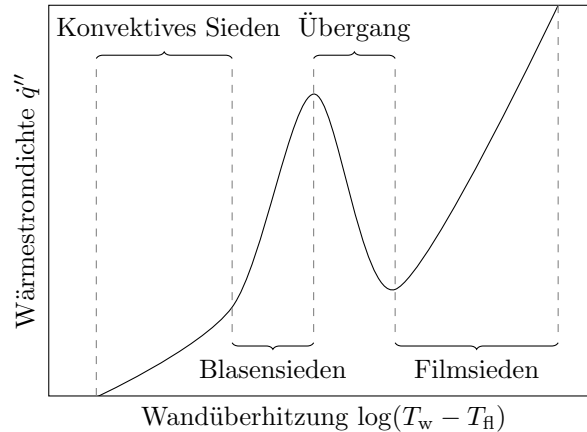


Abbildung 2.6.: Siederegime im Nukiyama-Diagramm abhängig von Wärmestromdichte und Wandüberhitzung. Grafische Darstellung in Anlehnung an [44].

dass der Phasenwechsel ausschließlich an der Phasengrenzfläche stattfindet, eine Blasenbildung findet nicht statt. Im Gegensatz dazu zeichnet sich Blasensieden durch Dampfblasenbildung aus, die beim Aufsteigen an die Flüssigkeitsoberfläche für eine Durchmischung sorgt und so den Wärmeübergang verbessert. Im Übergangsbereich bildet sich bei weiter steigender Wandüberhitzung ein Dampf Film aus. Der Wärmeeintrag in die Flüssigkeit wird durch die geringere Wärmeleitung des Dampfes merklich verschlechtert und begründet die negative Steigung der Wärmestromdichte in Abb. 2.6. Das Regime „Filmsieden“ ist durch einen geschlossenen Dampf Film charakterisiert, der die Flüssigkeit von der überhitzten Wand abgrenzt. Der Wärmeeintrag in die Flüssigkeit findet hierbei primär durch Strahlung und Wärmeleitung statt. In der vorliegenden Arbeit ist lediglich der Bereich des konvektiven Siedens von Relevanz, sodass sich die folgenden Ausführungen auf Modellierungsansätze für dieses Regime beschränken.

Modellierung konvektiver Siedeprozesse

Mithilfe der kinetischen Gastheorie lässt sich die sogenannte Hertz-Knudsen-Gleichung (2.25) zur Berechnung der Netto-Massenstromdichte über eine Phasengrenze \dot{m}''_{ph} herleiten:

$$\dot{m}''_{ph} = \sqrt{\frac{M}{2\pi R_m}} \left(\sigma_V \frac{p_{sat}(T_{ph,fl})}{\sqrt{T_{ph,fl}}} - \sigma_K \frac{p_{ph,d}}{\sqrt{T_{ph,d}}} \right) \quad (2.25)$$

mit σ_K : Kondensationskoeffizient
 σ_V : Verdampfungskoeffizient
 \dot{m}''_{ph} : Netto-Massenstromdichte über die Phasengrenze
 M : Molare Masse
 $p_{\text{ph,d}}$: Dampfdruck an der Phasengrenze
 p_{sat} : Sättigungsdampfdruck
 R_m : Universelle Gaskonstante
 $T_{\text{ph,d}}$: Temperatur des Dampfes an der Phasengrenze
 $T_{\text{ph,fl}}$: Temperatur der Flüssigkeit an der Phasengrenze

Der Verdampfungskoeffizient σ_V und der Kondensationskoeffizient σ_K beschreiben den Anteil der auf die Phasengrenze treffenden Moleküle, der tatsächlich einen Phasenwechsel vollführt. \dot{m}''_{ph} nimmt folglich positive Werte für verdampfende Flüssigkeiten an und ist negativ für Kondensationsprozesse. Diese Konvention wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit fortgeführt. Unter der Annahme, dass verdampfende Moleküle bei $\dot{m}''_{\text{ph}} = 0$ eine höhere Geschwindigkeit aufweisen als kondensierende Moleküle, schlägt Schrage [45] einen Korrekturterm für Gl. (2.25) vor. Die zugehörige Berechnungsvorschrift für \dot{m}''_{ph} ist in der Literatur bekannt als Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung (HKS):

$$\dot{m}''_{\text{ph}} = \frac{2}{2 - \sigma_K} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_m}} \left(\sigma_V \frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{ph,fl}})}{\sqrt{T_{\text{ph,fl}}}} - \sigma_K \frac{p_{\text{ph,d}}}{\sqrt{T_{\text{ph,d}}}} \right) \quad (2.26)$$

Zahlreiche Veröffentlichungen nehmen an, dass $\sigma_V = \sigma_K = \hat{\sigma}$ und bezeichnen $\hat{\sigma}$ als Akkommodationskoeffizienten. Experimente zur Quantifizierung von $\hat{\sigma}$ führten zu Werten, die bis zu drei Größenordnungen voneinander abweichen [46]. Trotz dieser Unsicherheiten wird die Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung aufgrund ihrer einfachen Anwendbarkeit in zahlreichen Veröffentlichungen zur Modellierung des Phasenwechsels verwendet [32, 33, 47–53]. Eine alternative Modellierung des Phasenwechsels kann mithilfe der statistischen Theorie (engl. Statistical Rate Theory, SRT) erfolgen, welche auf den Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen verschiedenen Quantenzuständen basiert. Verglichen mit der Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung benötigt die SRT keine Fitting-Parameter. Darüber hinaus wurde der Ansatz anhand zahlreicher Experimente validiert. Auf der anderen Seite werden Stoffdaten wie die Oberflächenspannung und die molekulare Vibrationsfrequenz benötigt, welche für viele Fluide nicht in hinreichender Genauigkeit bekannt sind. Um \dot{m}''_{ph} unabhängig von diesen Stoffdaten berechnen zu können, trafen Persad und Ward [54] die Annahme, dass die Phononenenergie eines Moleküls bei Verdampfungsvorgängen vernachlässigbar gegenüber seiner thermischen Energie ist. Dieser thermisch

dominante Grenzfall (engl. Thermal Energy Dominant, TED) erlaubt die Entwicklung von expliziten Berechnungsvorschriften für σ_V und σ_K :

$$\sigma_V = \frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{ph,fl}})}{p_{\text{ph,d}}} \exp \left[(f_{\text{vib}} + 4) \left(1 - \frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right) \right] \left(\frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right)^{f_{\text{vib}}+4} \quad (2.27a)$$

$$\sigma_K = \sqrt{\frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}}} \exp \left[-(f_{\text{vib}} + 4) \left(1 - \frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right) \right] \left(\frac{T_{\text{ph,fl}}}{T_{\text{ph,d}}} \right)^{f_{\text{vib}}+4} \quad (2.27b)$$

In den obigen Gleichungen beschreibt f_{vib} die Anzahl der Vibrationsfreiheitsgrade eines Moleküls. Für nichtlineare Moleküle wie Wasser lässt sich f_{vib} nach Gl. (2.28) berechnen [55]:

$$f_{\text{vib}} = 3n_a - 6 \quad (2.28)$$

Darin ist n_a die Anzahl der Atome pro Molekül. Für Wasser gilt folglich $n_a = f_{\text{vib}} = 3$. Der TED-SRT-Ansatz von Persad und Ward wurde anhand von 127 Experimenten validiert und zeigt eine vergleichbare Genauigkeit wie die komplette SRT Beschreibung. Es sei darauf hingewiesen, dass die Gln. (2.27) Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten größer als Eins zulassen. Die Bedeutung von σ_V und σ_K bei der TED-SRT-Beschreibung unterscheidet sich daher fundamental von der Definition bei Verwendung des HKS-Ansatzes.

Berechnung der Siedelinie - Clausius-Clapeyron-Gleichung

Der Verlauf der Siedelinie, das heißt die Abhängigkeit des Sättigungsdrucks von der Temperatur, lässt sich für einen Reinstoff mithilfe der Clausius-Clapeyron-Gleichung berechnen:

$$\frac{dp_{\text{sat}}}{dT} = \frac{\Delta h_v}{\Delta v_v T} \approx \frac{\Delta h_v \rho_d}{T} \quad (2.29)$$

In der obigen Gleichung beschreibt Δv_v die Änderung des massenspezifischen Volumens beim Phasenwechsel und Δh_v die Verdampfungsenthalpie. Da die Dichte der Dampfphase ρ_d üblicherweise Größenordnungen kleiner als die Dichte der Flüssigphase ist, wird in der Praxis häufig $\Delta v_v \approx \rho_d^{-1}$ verwendet.

2.1.7. Numerische Strömungsmechanik

Die numerische Strömungsmechanik (engl. Computational Fluid Dynamics, CFD) ist ein Spezialgebiet der Strömungsmechanik, das vor allem in den Ingenieurwissenschaften häufig Anwendung findet. Im Gegensatz zur experimentellen Modellierung bietet eine numerische Abbildung häufig Vorteile bezüglich Zeitaufwand und Kosten und ermöglicht die Visualisierung von Effekten, die im Experiment nicht oder nur unter hohem Aufwand zugänglich sind. [56]

Diskretisierung

Anders als für Beispiele mit vergleichsweise geringer Komplexität (vgl. (Hagen-)Poiseuille-Strömung in Kap. 2.1.1) existieren in der Praxis meist keine analytischen Lösungen der Navier-Stokes-Gleichungen. Die entsprechenden Gleichungen werden daher meist in eine diskrete Beschreibungsweise überführt. Die Berechnung der Strömungsvariablen erfolgt dann an verschiedenen Stützpunkten eines Rechengitters. Die bekanntesten Ansätze zur Diskretisierung sind die Finite-Differenzen-Methode, die Finite-Elemente-Methode und die Finite-Volumen-Methode. Für eine detaillierte Gegenüberstellung der Verfahren sei auf [25] verwiesen. In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich der kommerziell verfügbare Strömungslöser Simcenter Star-CCM+ von Siemens verwendet, der auf der Finite-Volumen-Methode basiert. Das Rechengebiet wird dabei in eine endliche Anzahl sich nicht überlappender Zellen unterteilt, in denen jeweils die entsprechenden Erhaltungsgleichungen in Integralform gelöst werden. Gl. (2.30) zeigt die Integralform einer beliebigen Erhaltungsgröße ψ in generischer Form [25]. Γ_ψ und q_ψ sind darin als Diffusionskoeffizient und volumetrische Quelle dieser Erhaltungsgröße definiert.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \psi \, dV + \int_A \rho \psi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int_A \Gamma_\psi \nabla \psi \cdot d\vec{A} + \int_V q_\psi \, dV \quad (2.30)$$

In der obigen Gleichung werden die konvektiven und diffusiven Flüsse der Erhaltungsgröße mithilfe der Flächenintegrale berücksichtigt, die Volumenintegrale bilden sowohl die zeitliche Änderung als auch etwaige Quell- und Senkterme von ψ ab. Damit Gl. (2.30) für diskrete Volumina gelöst werden kann, ist eine Approximation dieser Integrale notwendig. Für eine detaillierte Herleitung und Beschreibung diverser Approximationsmethoden und für weitere Details zur Finite-Volumen-Methode sei auf Ferziger und Perić [25] verwiesen.

Mehrphasensimulation

Strömungen, die sich durch die Koexistenz von mindestens zwei beteiligten Phasen auszeichnen, werden allgemein als Mehrphasenströmungen bezeichnet. Zur Berechnung solcher Strömungen haben sich in der Praxis zwei Ansätze durchgesetzt: die Euler-Euler- und die Euler-Lagrange-Betrachtungsweise. Grundsätzlich wird mindestens eine, meist die kontinuierliche beziehungsweise „tragende“ Phase nach der Euler-Methode behandelt. Im Gegensatz dazu können zusätzliche Phasen entweder mittels der Lagrange- oder ebenfalls mit der Euler-Betrachtungsweise beschrieben werden. Kleine Masseteilchen und disperse Phasen innerhalb eines Euler-Fluids werden häufig in einer endlichen Anzahl an numerischen „Päckchen“ zusammengefasst. Dieser Ansatz wird als Lagrange-Methode bezeichnet und findet zum Beispiel in der Simulation von staubigen Gasen oder Treibstoffsprays Anwendung. Bei der Modellierung von Phasenübergängen, hohen Partikeldichten und großen Volumenanteilen einer dispersen Phase, wird diese häufig ebenfalls mit der Euler-Methode modelliert. [25]

Volume-of-Fluid-Modellierung

Die Volume-of-Fluid-Methode (VOF) beschreibt einen numerischen Ansatz, die Euler-Euler-Betrachtungsweise auf nicht mischbare Mehrphasenströmungen anzuwenden. Der Volumenanteil φ_i beschreibt dabei, welcher Anteil eines Kontrollvolumens V von der Phase i eingenommen wird:

$$\varphi_i = \frac{V_i}{V} \quad (2.31)$$

Zusätzlich zu den bereits genannten Erhaltungsgleichungen wird eine zusätzliche Transportgleichung für den Volumenanteil φ_i gelöst. Die entsprechenden Stoffdaten wie zum Beispiel Dichte, Viskosität oder die spezifische Wärmekapazität werden dabei anhand von φ_i gewichtet. Ein Masseaustausch zwischen den beiden Phasen, zum Beispiel bei einem Phasenwechsel, kann über einen Quellterm $\dot{\varphi}_i$ modelliert werden. Die spezifische Massenquelle bzw. Massensenke \dot{m}''' in der Kontinuitätsgleichung Gl. (2.1) kann für eine Strömung mit N Phasen folglich mithilfe von Gl. (2.32) ausgedrückt werden:

$$\dot{m}''' = \sum_{i=1}^N \rho_i \dot{\varphi}_i \quad (2.32)$$

2.2. Heatpipes

Heatpipes (dt. Wärmerohre) sind passive Bauteile, deren Wärmeleiteigenschaften im Bereich des 500-fachen von Kupferbauteilen gleicher Abmaße liegen [57]. Sie bieten folglich die Möglichkeit, Wärme zwischen einer Wärmequelle und -senke nahezu isotherm zu transportieren. Aufgrund ihrer herausragenden Wärmeleiteigenschaften, ihrer kostengünstigen Herstellung und ihres hohen Designfrei-raums [8] spielen Heatpipes in modernen Wärmemanagementanwendungen und vor allem in der Verbraucherelektronik eine wichtige Rolle [11]. Darüber hinaus ergeben sich weitere Einsatzgebiete wie zum Beispiel die Kühlung von Turbinenschaufeln [17], Rekombinatoren innerhalb von Atomkraftwerken [18] und elektrischer Traktionsmaschinen [21, 22]. In diesem Abschnitt wird zunächst auf den Aufbau und die Funktionsweise von Heatpipes eingegangen. Darauf aufbauend werden typischerweise verwendete Kapillarstrukturen, verschiedene Werkstoffe und die Eigenschaften unterschiedlicher Arbeitsmedien näher beleuchtet. Schließlich findet sich eine Übersicht über den Stand der Technik zur thermischen Simulation von Heatpipes.

2.2.1. Aufbau und Funktionsweise

Abb. 2.7 zeigt den schematischen Aufbau und illustriert die Funktionsweise einer zylindrischen Heatpipe. Heatpipes bestehen aus einem geschlossenen Behälter, an dessen Innenseite eine Kapillarstruktur aufgebracht ist. Dieser Behälter ist mit einem Arbeitsmedium im Zweiphasengebiet gefüllt, wobei die flüssige Phase durch Kapillarkräfte in der Kapillarstruktur gehalten wird und die Dampfphase das mit „Dampfraum“ gekennzeichnete Volumen einnimmt. Dabei sei explizit darauf hingewiesen, dass ohne externe Wärmesenken und -quellen ein Gleichgewicht zwischen den Phasen vorliegt. Das Arbeitsmedium liegt folglich bei Sättigungsbedingungen vor, Druck und Temperatur sind

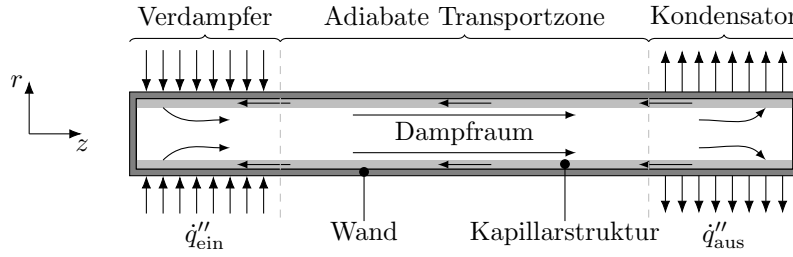


Abbildung 2.7.: Aufbau und Funktionsweise einer zylindrischen Heatpipe. Grafische Darstellung nach [36].

voneinander abhängig. Typischerweise wird eine Heatpipe in der Literatur in drei Zonen eingeteilt: Verdampfer, adiabate Transportzone und Kondensator. Als Verdampfer wird üblicherweise der Abschnitt bezeichnet, in dem Wärme in die Heatpipe eingebracht wird. Analog dazu wird im Kondensator Wärme aus dem System abgeführt. In der adiabaten Transportzone findet folglich kein oder ein lediglich vernachlässigbarer Wärmeaustausch mit der Umgebung statt. Für den Betrieb einer Heatpipe ist eine dedizierte adiabate Zone nicht notwendig. Darüber hinaus sind die Anzahl und die Positionen von Verdampfer- und Kondensatorbereichen beliebig: Faghri und Buchko [58] untersuchten beispielsweise ein Heatpipe-Setup mit vier Verdampferzonen, sechs adiabaten Zonen und einer Kondensatorzone. Die grundlegende Funktionsweise einer Heatpipe lässt sich ebenfalls anhand Abb. 2.7 erklären: Die Wärmestromdichte \dot{q}''_{ein} im Verdampferabschnitt der Heatpipe führt zu einem Wärmeeintrag in das flüssige Arbeitsmedium. Da das Arbeitsmedium zweiphasig vorliegt, führt dieser Wärmeeintrag unmittelbar zu einem Phasenwechsel an der Phasengrenze. Das gasförmige Arbeitsmedium strömt im Dampfraum in Richtung des Kondensators. Dort kühlt eine Wärmesenke die Heatpipewand (\dot{q}''_{aus}) und erzeugt somit ein Kondensationsgebiet. Das kondensierende Arbeitsmedium wird von Kapillarkräften getrieben durch die Kapillarstruktur zurück zum Verdampfer transportiert. Damit ergibt sich ein geschlossener thermodynamischer Kreisprozess, dessen Druckverlauf in Abb. 2.8 entlang der axialen Position z dargestellt ist. Im gezeigten Beispiel führt die Anordnung von Wärmequelle und -senke zu einer Dampfströmung in positive z -Richtung und resultiert daher in einem negativen Druckgradienten. Die dargestellte Druckrückgewinnung im Bereich des Kondensators lässt sich auf den Abbau kinetischer Energie zurückführen [59]. Der absolute Druckverlust im Dampfraum über die Länge der Heatpipe ist im Diagramm mit Δp_d gekennzeichnet. Der Druckverlust, den das flüssige Arbeitsmedium in der Kapillarstruktur erfährt, wird in Abb. 2.8 durch Δp_f repräsentiert. In Folge ergibt sich im Verdampfer ein Drucksprung zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase. Diese Druckdifferenz wird durch Kapillarkräfte (vgl. Kap. 2.1.3) aufrechterhalten und ist mit Δp_k gekennzeichnet. Da das System geschlossen ist, muss die Kapillardruckdifferenz der Summe aus Dampf- und Flüssigkeitsdruckverlust entsprechen [36]:

$$\Delta p_k = \Delta p_f + \Delta p_d \quad (2.33)$$

Eine alternative Betrachtung des beschriebenen Kreisprozesses zeigt Abb. 2.9, welche die zugehörigen thermodynamischen Zustände im Temperatur-Entropie-Diagramm dar-

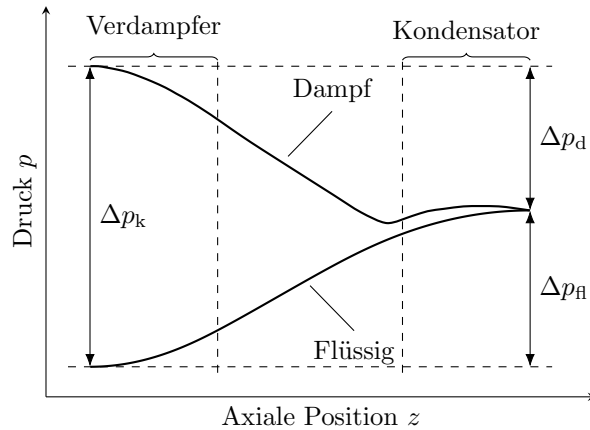


Abbildung 2.8.: Druckverlauf von flüssiger und gasförmiger Phase innerhalb einer Heatpipe. Grafische Darstellung nach [11].

stellt. Im Zustand (1) liegt das Arbeitsmedium flüssig in der Kapillarstruktur des Ver-

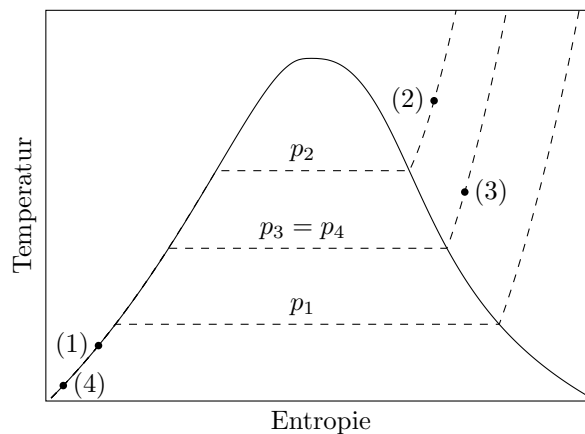


Abbildung 2.9.: Thermodynamische Zustände des Heatpipe-Kreisprozesses im Temperatur-Entropie-Diagramm. Grafische Darstellung nach [60], Verlauf von Siede- und Taulinie aus [61].

dampfers vor. Durch einen Wärmeeintrag findet eine Phasenumwandlung (1) → (2) statt. Der Verdampfungsprozess zeichnet sich durch eine Druckerhöhung ($p_2 > p_1$, vgl. Abb. 2.8) und die damit einhergehende Temperaturerhöhung $T_2 > T_1$ aus. Der Druckverlust der Dampfströmung $\Delta p_d = p_2 - p_3$ führt aufgrund des kontinuierlichen Kontakts zur Phasengrenze zu einem Temperaturverlust mit $T_3 < T_2$. Die Kondensation des gasförmigen Arbeitsmediums (3) → (4) verläuft im Kondensator nahezu isobar ($p_4 = p_3$, vgl. Abb. 2.8). Das anschließende Rückströmen des nun flüssigen und unterkühlten Arbeitsmediums durch die Kapillarstruktur (4) → (1) ist ebenfalls verlustbehaftet ($p_1 < p_4$).

Das inhomogene Temperaturfeld der Heatpipewand führt zu einem Energieeintrag entlang des Strömungspfads und erklärt den zugehörigen Temperaturanstieg mit $T_1 > T_4$.

2.2.2. Typische Kapillarstrukturen

Wie bereits erwähnt dient die Kapillarstruktur einer Heatpipe dem Rücktransport des flüssigen Arbeitsmediums zum Verdampfer. Heatpipe-Kapillarstrukturen ähneln in ihrem Aufbau und ihrer Funktion dem Docht einer Kerze und werden daher in der englischsprachigen Literatur häufig als *Wick* bezeichnet. Bei der Auswahl einer geeigneten Kapillarstruktur ist ein möglichst günstiges Verhältnis zwischen Strömungswiderstand und maximalem Kapillardruck anzustreben. In der Praxis haben sich daher vor allem Gitternetze, Sinterstrukturen und Axialrillen durchgesetzt, die schematisch in Abb. 2.10 dargestellt sind und im Folgenden näher beschrieben werden. Abb. 2.10(a) repräsentiert

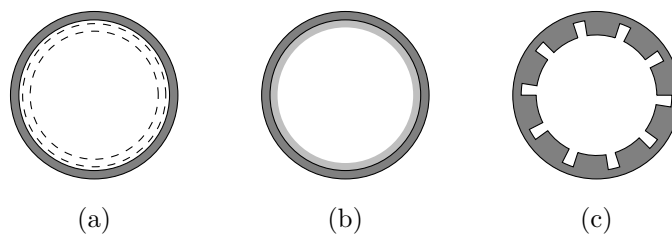


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung typischer Kapillarstrukturen von Heatpipes: Gitternetze (a), Sinterstrukturen (b) und Axialrillen (c). Grafische Darstellung nach [11].

Kapillarstrukturen, die auf Drahtgeflechten basieren. Zur Verringerung des thermischen Gesamtwidestands der Heatpipe werden in der Praxis meist mehrere Lagen Drahtgeflecht miteinander versintert [62]. Aufgrund ihrer hohen Flexibilität werden Drahtgeflechte in einer Vielzahl von Anwendungsfällen mit unterschiedlichsten Anforderungen an Geometrie, Wärmestromdichte und Gravitationseinfluss eingesetzt [59]. Abb. 2.10(b) zeigt den Querschnitt durch eine Heatpipe mit Sinterstruktur. Entsprechende Sinterstrukturen werden meist aus Metallpulvern hergestellt, die bei hohen Temperaturen zu einer porösen Struktur verschmelzen. Aufgrund ihrer guten mechanischen Eigenschaften kommen Sinterstrukturen meist in Heatpipes mit komplexer Geometrie oder hohen Leistungsanforderungen zum Einsatz [59]. Sowohl Netz- als auch gesinterte Strukturen ermöglichen eine vergleichsweise große Kapillardruckdifferenz, können jedoch bei Blasenentstehung verstopfen und weisen hohe Strömungswiderstände auf [36]. Abb. 2.10(c) repräsentiert eine Heatpipe, deren Wand axiale Rillen mit kapillaren Abmessungen aufweist. Diese zeichnen sich durch einen vergleichsweise geringen Strömungswiderstand aus, die maximale Kapillardruckdifferenz ist jedoch gering [36]. Anders als bei Netz- und Sinterstrukturen führt Blasenbildung nicht zum Erliegen des Kreisprozesses, da Dampfblasen ungehindert entweichen können [36]. Neben den hier erwähnten Kapillarstrukturen werden in der Praxis häufig alternative und hybride Strukturen verwendet.

Für eine detaillierte Beschreibung dieser Sondergeometrien sei auf weiterführende Literatur verwiesen [36, 59].

Porosität

Wie bereits in Kap. 2.1.2 beschrieben, ist die Porosität ε eine entscheidende Größe zur Beschreibung und Berechnung poröser Medien. In der Literatur finden sich zahlreiche Näherungsformeln zur Bestimmung der Porosität von Kapillarstrukturen, die in Heatpipes eingesetzt werden. Gl. (2.34) beschreibt beispielhaft eine Näherungsformel zur Berechnung der Porosität einer Netzstruktur [63].

$$\varepsilon = 1 - \frac{S\pi N_M R_D}{2} \quad (2.34)$$

Der Korrekturfaktor S berücksichtigt den Einfluss des Webverfahrens auf die Porosität der Netzstruktur und wird meist zu 1,05 angenommen [63]. R_D beschreibt den Radius eines einzelnen Drahts und N_M definiert die Maschenweite der Netzstruktur. Für Sinterstrukturen ergeben sich abhängig vom Sinterverfahren große Schwankungsbreiten der Porosität [18]. Eine allgemeingültige Berechnungsformel ist nicht bekannt, ε wird daher meist gravimetrisch bestimmt.

Permeabilität

Zur makroskopischen Beschreibung einer Strömung durch ein poröses Medium wird dessen Permeabilität K benötigt (vgl. Kap. 2.1.2). In der Literatur wird K meist mithilfe empirischer Berechnungsvorschriften bestimmt. Gln. (2.35a) und (2.35b) erlauben beispielsweise die Berechnung der Permeabilität von Gitternetzen und Sinterstrukturen:

$$K = \begin{cases} \frac{R_D^2 \varepsilon^3}{30,5 (1 - \varepsilon)^2} & \text{für Gitternetze [63]} \\ \frac{R_K^2 \varepsilon^3}{37,5 (1 - \varepsilon)^2} & \text{für Sinterstrukturen [64]} \end{cases} \quad (2.35a)$$

Analog zum Drahradius R_D einer Netzstruktur beschreibt R_K den mittleren Kornradius einer Sinterstruktur.

Wärmeleitfähigkeit

Bei der thermischen Simulation von Heatpipes stellt die effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} der Kapillarstruktur (vgl. Kap. 2.1.2) eine entscheidende Größe zur Bestimmung des thermischen Gesamtwiderstands dar. Ist die effektive Wärmeleitfähigkeit nicht aus Experimenten bekannt, kann auf die Berechnungsvorschriften von Chi [64] zurückgegrif-

fen werden, die eine Bestimmung von λ_{eff} für Gitternetze (Gl. (2.36a)), Sinterstrukturen (Gl. (2.36b)) und Axialrillen (Gl. (2.36c)) zulassen:

$$\lambda_{\text{eff}} = \begin{cases} \lambda_{\text{fl}} \frac{\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} - (1 - \varepsilon)(\lambda_{\text{fl}} - \lambda_{\text{f}})}{\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} + (1 - \varepsilon)(\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}})} & \text{für Gitternetze} & (2.36a) \\ \lambda_{\text{fl}} \frac{2\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} - 2(1 - \varepsilon)(\lambda_{\text{fl}} - \lambda_{\text{f}})}{2\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}} + (1 - \varepsilon)(\lambda_{\text{fl}} + \lambda_{\text{f}})} & \text{für Sinterstrukturen} & (2.36b) \\ \frac{DH\lambda_{\text{fl}}\lambda_{\text{f}} + B\lambda_{\text{fl}}(0,185\lambda_{\text{f}} + H\lambda_{\text{fl}})}{(D + B)(0,185\lambda_{\text{f}} + H\lambda_{\text{fl}})} & \text{für Axialrillen} & (2.36c) \end{cases}$$

Die Variablen D , H , und B in Gl. (2.36c) beschreiben jeweils den Abstand zweier Axialrillen zueinander sowie deren Höhe und Breite.

Kapillardruck

Beim Durchströmen einer Kapillarstruktur entsteht durch Umlenkungen der Flüssigkeitsströmung auf Mikroebene ein vergleichsweise hoher Druckverlust bei relativ kleinen Strömungsgeschwindigkeiten (vgl. Kap. 2.1.2). Zum Überwinden dieses Widerstands und damit zur Aufrechterhaltung der Flüssigkeitsströmung ist eine in Strömungsrichtung anwachsende Kapillarkraft nötig. Nach Gl. (2.10) geht eine Erhöhung der Druckdifferenz zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase mit einer stärker gekrümmten Phasengrenze einher. Im Kondensator ist daher von einer nahezu ungekrümmten Phasengrenze auszugehen, im Bereich des Verdampfers ist eine vergleichsweise starke Krümmung zu erwarten. Dieser Zusammenhang wird schematisch in Abb. 2.11 dargestellt. Die mini-

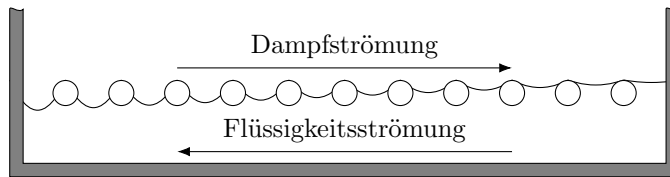


Abbildung 2.11.: Krümmung der Phasengrenze entlang einer Heatpipe: Kleine Kapillarradien im Bereich des Verdampfers sorgen für eine gesteigerte Kapillardruckdifferenz und damit für einen Rücktransport des flüssigen Arbeitsmediums. Grafische Darstellung nach [59].

mal möglichen Krümmungsradien der Phasengrenze und damit die maximal erreichbare Kapillardruckdifferenz hängt entscheidend von der Wahl der Kapillarstruktur ab.

Zur Abschätzung von $\Delta p_{k,\max}$ mithilfe von Gl. (2.10) lässt sich der minimale effektive Krümmungsradius $R_{\text{eff},\min}$ mithilfe der Gleichungen (2.37a) - (2.37c) abschätzen [36]:

$$R_{\text{eff},\min} = \begin{cases} \frac{1}{2N_M} & \text{für Gitternetze} & (2.37a) \\ 0,41R_K & \text{für Sinterstrukturen} & (2.37b) \\ B & \text{für Axialrillen} & (2.37c) \end{cases}$$

Bei der Auswahl der Kapillarstruktur ist folglich eine hohe maximale Kapillardruckdifferenz bei gleichzeitig geringem Strömungswiderstand anzustreben. Diese beiden Ziele stehen jedoch für gewöhnlich im Widerspruch: Beispielsweise wirkt sich nach Gl. (2.35b) ein großer Kornradius positiv auf die Permeabilität einer Sinterstruktur aus, führt aber nach Gl. (2.37b) zu größeren effektiven Meniskusradien und damit zu einer verringerten Kapillardruckdifferenz. In der Praxis muss daher die optimale Kapillarstruktur unter Berücksichtigung des spezifischen Anwendungsfalls ausgewählt werden.

2.2.3. Typische Arbeitsmedien und verwendete Materialien

Übersteigt der strömungsinduzierte Druckverlust $\Delta p_d + \Delta p_{fl}$ die maximale Druckdifferenz der Kapillarstruktur $\Delta p_{k,\max}$, kann die Flüssigkeitsströmung nicht aufrecht erhalten werden und der Verdampfer trocknet aus. Diese Leistungsgrenze wird in der Literatur häufig als Kapillarkraftgrenze bezeichnet. Der zugehörige maximal übertragbare Wärmestrom ist proportional zu der sogenannten spezifischen Leistungszahl $M^* = \rho_{fl} \sigma_{fl,g} \Delta h_v \eta_{fl}^{-1}$ [11, 36]. Neben chemischer Verträglichkeit mit dem Gehäusematerial, chemischer Beständigkeit und Nicht-Giftigkeit ist daher bei der Wahl des Arbeitsfluids eine möglichst hohe Dichte, Oberflächenspannung und Verdampfungsenthalpie sowie eine möglichst geringe Viskosität anzustreben [11]. Abb. 2.12 zeigt die spezifischen Leistungszahlen M^* verschiedener Fluide in Abhängigkeit von der Temperatur. Aufgrund der hohen Leistungszahl im Bereich von $M^* > 10^{11} \text{ W m}^{-2}$ wird bei Temperaturen zwischen 274 K und 600 K meist Wasser als Arbeitsmedium ausgewählt [11]. Bei Hochtemperaturanwendungen werden zudem metallische Arbeitsmedien wie Natrium eingesetzt [65]. Zur Fertigung der Heatpipewandung und Kapillarstruktur wird aufgrund seiner herausragenden Wärmeleitfähigkeit und mechanischen Eigenschaften meist Kupfer verwendet [36].

2.2.4. Simulationsmethoden für Heatpipes

Zur Bewertung heatpipebasierter Kühlkonzepte ist eine simulative Prädiktion der thermischen Leistungsfähigkeit essentiell. In der Literatur finden sich zahlreiche Modellierungsansätze, die im Folgenden kategorisiert und vorgestellt werden. Abb. 2.13 gibt eine Übersicht über verschiedene Modellklassen mit unterschiedlicher Genauigkeit und Komplexität.

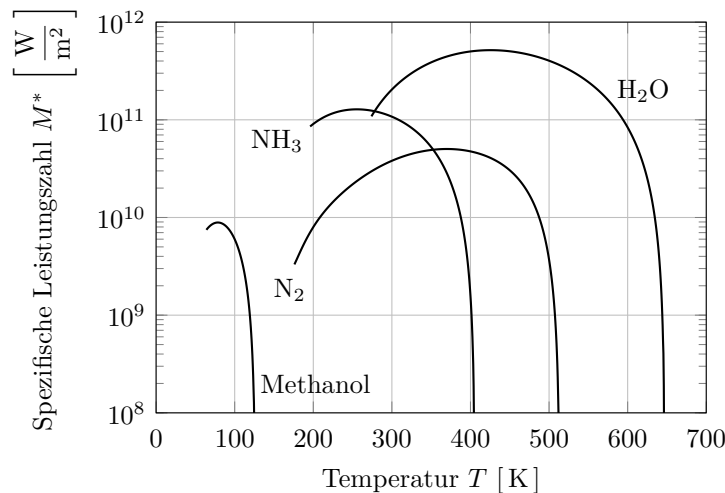


Abbildung 2.12.: Spezifische Leistungszahl M^* unterschiedlicher Fluide abhängig von der Temperatur. Grafische Darstellung nach [11], Stoffdaten aus [61].

Analytische Ansätze

Sun und Tien leiteten bereits 1972 eine analytische Lösung der Temperaturverteilung einer zylindrischen Heatpipe her [66]. Dabei wurden die folgenden Annahmen getroffen:

- Rotationssymmetrische Geometrie und Randbedingungen. Diese Annahme resultiert in einer zweidimensionalen Betrachtung.
- Stationarität.
- Jeweils eine Verdampfer-, adiabate und Kondensatorzone.
- Isothermer Dampfraum.
- Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung in der Kapillarstruktur.
- Orts- und temperaturunabhängige Wärmeleitfähigkeit der Kapillarstruktur.
- Konstante Wärmestromdichte am Verdampfer.

Zur Abbildung der Wärmesenke erlaubt das Modell sowohl die Vorgabe einer konvektiven Randbedingung als auch die Annahme konstanter Temperatur. Darüber hinaus entwickelten Aghvami und Faghri einen analytischen Ansatz, welcher das thermische Verhalten von Heatpipes mittels Fourierreihen beschreibt [67]. Das Modell ermöglicht die Berücksichtigung mehrerer Wärmequellen, die axial entlang der Heatpipe verteilt sind. Die berechnete Temperaturverteilung konnte nachfolgend dazu verwendet werden, Strömungsparameter wie zum Beispiel den Druckverlust der Dampf- und Flüssigkeitsströmung vorherzusagen. Ein Abgleich mit den Experimenten in [68] und den numerischen Simulationen in [69] zeigte eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Die Anwendung der beiden Ansätze ist auf radialsymmetrische Heatpipes und Randbedingungen

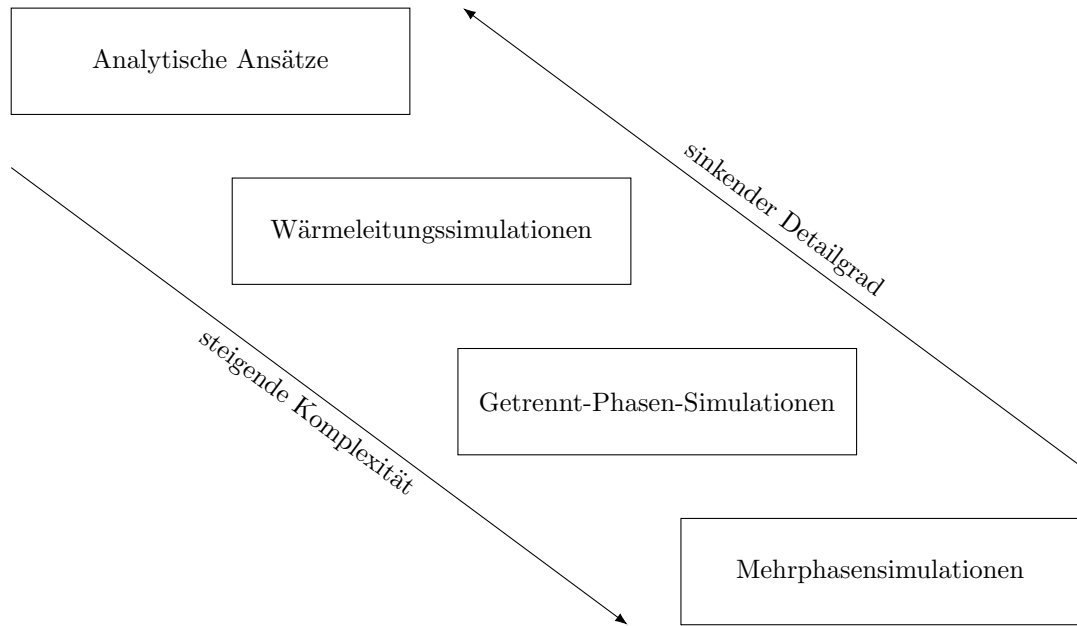


Abbildung 2.13.: Übersicht verschiedener Modellierungsansätze für Heatpipes, kategorisiert nach ihrer jeweiligen Genauigkeit und Komplexität.

beschränkt, eine Beschreibung von Heatpipes abweichender Geometrie ist daher nicht möglich. Darüber hinaus werden weder Verdampfungswiderstand noch der Einfluss von Strömungseffekten auf das thermische Verhalten der Heatpipe berücksichtigt. Aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Komplexität eignen sich analytische Modelle meist gut für Parameterstudien und erlauben grobe Erstabschätzungen.

Wärmeleitungssimulationen

Thermische Netzwerke sind eine in der Literatur häufig untersuchte Methode zur schnellen thermischen Bewertung und Auslegung von Heatpipes. Jeder Abschnitt einer Heatpipe wird dabei durch Wärmewiderstände repräsentiert, welche entweder miteinander in Reihe oder parallel verschaltet sind. Da mithilfe dieser Methodik lediglich eine grobe räumliche Auflösung realisierbar ist, werden thermische Netzwerke meist den nulldimensionalen Simulationen zugeordnet. Abb. 2.14 zeigt ein typisches thermisches Netzwerk einer Heatpipe. Die thermischen Widerstände der Kapillarstruktur und Heatpipewand werden meist unter Annahme konstanter Querschnittsfläche oder kreisrunder Rohrwand berechnet (vgl. Gln. (2.15a) und (2.15b)). Die zur Berechnung benötigte effektive Wärmeleitfähigkeit der Kapillarstruktur wird typischerweise mithilfe der empirischen Gln. (2.36a) - (2.36c) bestimmt. Ähnlich wie bei den analytischen Ansätzen wird der Dampf meist als isotherm angenommen [70, 71]. Diese Annahme entspricht einer effektiven Wärmeleitfähigkeit des Dampfs von $\lambda_{d,\text{eff}} \rightarrow \infty$ und resultiert folglich in einer Vernachlässigung des zugehörigen thermischen Widerstands $R_{\text{th},d} \rightarrow 0$. Zahlreiche Publikationen belegen jedoch, dass der thermische Widerstand des Dampfraums,

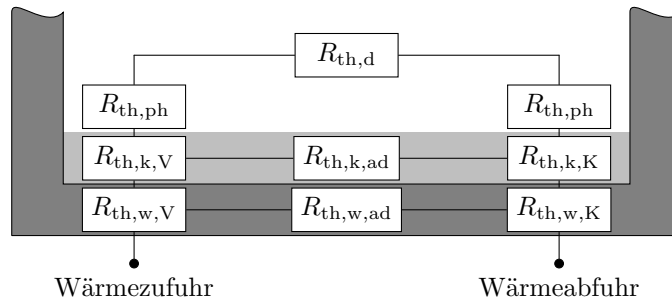


Abbildung 2.14.: Modellierung einer Heatpipe als thermisches Netzwerk: Die Heatpipe wird mithilfe verschiedener thermischer Widerstände repräsentiert, die entweder in Reihe oder parallel verschaltet sind. Grafische Darstellung nach [36].

vor allem auf niedrigen Temperaturniveaus und bei kleinen Strömungsquerschnitten, einen signifikanten Einfluss auf das thermische Verhalten der gesamten Heatpipe haben kann [68, 72, 73]. Velardo et al. untersuchten das thermische Verhalten einer flachen Heatpipe und bestimmten die effektive Wärmeleitfähigkeit des Dampfraums zu $1900 \text{ W/mK} \leq \lambda_{d,\text{eff}} \leq 2400 \text{ W/mK}$ [73]. Weitere Untersuchungen in [74], die detailliert in Kap. 3.2.3 beschrieben werden, fanden für eine miniaturisierte flache Heatpipe Wärmeleitfähigkeiten im Bereich von $14900 \text{ W/mK} \leq \lambda_{\text{eff},d} \leq 35200 \text{ W/mK}$. Der damit einhergehende Temperaturabfall zeigte einen signifikanten Einfluss auf den gesamten thermischen Widerstand der Heatpipe. Zur Berücksichtigung von $R_{\text{th},d}$ in thermischen Netzwerken leitete Prasher [68] einen analytischen Ansatz für die Berechnung von $\lambda_{d,\text{eff}}$ für Heatpipes mit eckigem und rundem Querschnitt her:

$$\lambda_{d,\text{eff}} = \begin{cases} \frac{\Delta h_v^2 p_{\text{sat}} \rho R_d^2}{8 R_s \eta T^2} & \text{für Heatpipes mit rundem Querschnitt} & (2.38a) \\ \frac{\Delta h_v^2 p_{\text{sat}} \rho H_d^2}{12 R_s \eta T^2} & \text{für Heatpipes mit rechteckigem Querschnitt} & (2.38b) \end{cases}$$

In den obigen Gleichungen beschreibt R_s die spezifische Gaskonstante des Arbeitsfluids. Gln. (2.38a) und (2.38b) basieren auf der Annahme, dass sich der Dampf zu jeder Zeit im Sättigungszustand befindet. Ein reibungsinduzierter Druckverlust muss folglich zu einem Temperaturabfall führen. Diesen Zusammenhang berücksichtigt Prasher über eine Abschätzung des Druckgradienten unter Annahme einer (Hagen-)Poiseuille-Strömung (vgl. Kap. 2.1.1). Der Druckgradient wird anschließend mithilfe der Clausius-Clapeyron-Gl. (2.29) in einen Temperaturgradienten und schließlich in die effektiven Wärmeleitfähigkeiten nach Gln. (2.38a) und (2.38b) umgerechnet. Für eine detaillierte Herleitung und Diskussion sei auf Kap. 3.2.1 verwiesen. Neben dem thermischen Widerstand des Dampfraums wird in zahlreichen Veröffentlichungen [68, 70, 71] zudem der Verdampfungs- beziehungsweise Kondensationswiderstand $R_{\text{th},\text{ph}}$ vernachlässigt. Da $R_{\text{th},\text{ph}}$ jedoch einen nennenswerten Einfluss auf den thermischen Gesamtwiderstand der

Heatpipe haben kann [72, 75, 76], findet sich in der Heatpipe-Literatur [11, 36] meist folgender Berechnungsansatz:

$$R_{\text{th,ph}} = \frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{T_{\text{ph}} \sqrt{2\pi R_s T_{\text{ph}}}}{\rho_d \Delta h_v^2} \quad (2.39)$$

Gl. (2.39) basiert auf der Hertz-Knudsen-Schrage-Gl. (2.26) und den Annahmen von Wayner et al., die von einer vernachlässigbaren Temperaturdifferenz zwischen flüssiger und gasförmiger Phase ausgehen $T_{\text{ph,fl}} = T_{\text{ph,d}} = T_{\text{ph}}$ [77]. Darüber hinaus geht dieser Ansatz implizit von einer ebenen Flüssig-Dampf-Grenzfläche aus. Die Phasengrenze innerhalb einer Heatpipe ist jedoch stark zerklüftet und führt, verglichen mit einer glatten Phasengrenze, zu nennenswert höheren Werten für $R_{\text{th,ph}}$ [52, 72] und damit zu einer insgesamt schlechteren Wärmeleitfähigkeit der Heatpipe [74, 75]. Darüber hinaus sei an dieser Stelle erneut auf die Ungenauigkeiten der Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung verwiesen, die von einer Gleichheit des Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten ausgeht (vgl. Kap. 2.1.6). Für eine detaillierte Evaluierung dieser Unsicherheiten und die Entwicklung eines Datensatzes zur Quantifizierung von $R_{\text{th,ph}}$ sei auf Kap. 3.1 verwiesen. Thermische Netzwerke ermöglichen eine effiziente Berechnung des thermischen Gesamtwiderstands einer Heatpipe und eignen sich daher vor allem für Systembetrachtungen und zur Vorauslegung. So untersuchten beispielsweise Shabgard et al. den Einsatz von Heatpipes zur Wärmeeinbringung in phasenwechselnde Materialien anhand thermischer Netzwerke [70]. Ferner nutzten Ghanbarpour und Khodabandeh [71] den Ansatz zur Berechnung der Entropiebilanz von Heatpipes mit Nanopartikeln. Prasher [68] verwendete ein thermisches Netzwerk zur Simulation von flachen Heatpipes und untersuchte sowohl die Wärmetransport- als auch die Wärmespreizungseigenschaften. Der Modellierungsansatz lässt jedoch ausschließlich fest definierte Phasenwechselzonen zu. Diese Annahme ist allerdings lediglich für Heatpipes geeignet, bei denen die axiale Temperaturspreizung in Wand und Kapillarstruktur vernachlässigbar ist [67]. In der Praxis werden Heatpipes meist aus Kupfer gefertigt, die Annahme trifft folglich nicht zu und führt zu einer Überschätzung des thermischen Gesamtwiderstandes. Ferner können notwendige Stoffeigenschaften, beispielsweise zur Bestimmung der effektiven Dampfwärmeleitfähigkeit (vgl. Gl. (2.38a) und (2.38b)), lediglich anhand globaler Durchschnittswerte abgeschätzt werden [68], was einen starken Einfluss auf den Gesamtwiderstand einer Heatpipe haben kann [74]. Darüber hinaus eignen sich thermische Netzwerke nicht zur Integration in CFD-Simulationen. Für detaillierte mehrdimensionale Untersuchungen werden Heatpipes daher häufig als fein diskretisierte Festkörper beschrieben, für die in jedem Kontrollvolumen die Fourier'sche Wärmeleitungsgleichung (2.13) gelöst wird. Zur Berücksichtigung des Temperatursprungs an der Phasengrenze kann ein flächenspezifischer Verdampfungswiderstand $R_{\text{th,ph}}$ am Interface zwischen der Kapillarstruktur und dem Dampfraum vorgegeben werden. Die mehrdimensionale Modellierung einer Heatpipe als Wärmeleitungsproblem ermöglicht die Berücksichtigung von örtlich unterschiedlichen Fluideigenschaften und Effekten durch Temperaturspreizungen. Verglichen mit thermischen Netzwerken liefert die Methode daher deutlich genauere Ergebnisse bei gleichzeitig überschaubarem Rechenaufwand. Zur Analyse von Strömungsgrößen ist der beschriebene

Ansatz jedoch nur eingeschränkt geeignet; beispielsweise ist der Druckverlust innerhalb der Kapillarstruktur kein Ergebnis der Simulation.

Getrennt-Phasen-Simulationen

Die Getrennt-Phasen-Modellierung stellt den Stand der Technik zur Heatpipesimulation dar und findet Anwendung in zahlreichen Veröffentlichungen [32, 58, 78, 79]. Im Gegensatz zur Modellierung als Wärmeleitungsproblem werden die Dampf- und Flüssigkeitsströmungen bei Getrennt-Phasen-Simulationen detailliert aufgelöst. Dabei werden sowohl Massen-, Impuls- und Energieerhaltung mithilfe numerischer Verfahren berechnet (vgl. Gl. (2.1) - (2.3)). Namensgebend für diese Art der Modellierung ist das separate Lösen der Dampf- und Flüssigkeitsströmung. Zum Masse- und Energieaustausch werden die beiden Strömungsregime über ein Interface miteinander gekoppelt. Chen und Faghri kombinierten bereits 1990 ein Wärmeleitungsmodell der Wand und der Kapillarstruktur mit einer numerischen Simulation einer laminaren, kompressiblen Dampfströmung [78]. Zur Berücksichtigung der Strömung des flüssigen Arbeitsmediums erweiterten Faghri und Buchko dieses Modell 1991 um eine Modellierung der Kapillarstruktur als poröses Medium [58]. Zur Berücksichtigung des zusätzlichen Strömungswiderstands wurden Impulsquellen in der Flüssigkeitsströmung definiert, die dem linearen Teil von Gl. (2.8) entsprechen. Aufgrund ihrer einfachen Umsetzbarkeit hat sich diese Methodik in ihrem Kern als Stand der Technik zur Simulation und Analyse von Heatpipes durchgesetzt: Xiao und Faghri nutzten den Simulationsansatz zur dreidimensionalen thermischen Analyse einer flachen Heatpipe sowie zur Bestimmung des Druckverlusts innerhalb der Kapillarstruktur und zu deren Optimierung [79]. Vadakkan et al. untersuchten mit der Methode die thermische Leistungsfähigkeit einer flachen Heatpipe und nutzten zur Bestimmung des verdampfenden und kondensierenden Massenstroms die Hertz-Knudsen-Schrage-Gl. (2.26) [47]. Solomon et al. adaptierten diesen Ansatz für eine zylindrische, 350 mm lange Heatpipe und untersuchten den Einfluss von Nanopartikeln auf den thermischen Gesamtwiderstand mithilfe transienter Simulationen [32]. Ranjan et al. erweiterten das Modell um die Berücksichtigung mikroskopischer Einflüsse der Kapillarstruktur auf Verdampfung und Kondensation [75]. Aufgrund seines hohen Detailgrads und der weiten Akzeptanz als Stand der Technik zur Heatpipesimulation nutzten Aghvami und Faghri den Ansatz zur Validierung ihrer Wärmeleitungsmethode [67]. Obwohl Getrennt-Phasen-Simulationen eine Untersuchung der Dampf- und Flüssigkeitsströmung ermöglichen, führt die strikte Trennung der Strömungsregime zu Einschränkungen: Durch die Annahme einer in jedem Betriebspunkt vollständig gesättigten Kapillarstruktur lassen sich unterschiedlich hohe Füllstände nicht abbilden. Darüber hinaus ermöglicht die Methodik weder die Analyse von Austrocknungsvorgängen und der Phaseninteraktion noch die detaillierte Berücksichtigung der unterschiedlichen Druckregime. Ferner wird in Kap. 3.3.2 ein Verletzen des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik nachgewiesen, das eine signifikante Unterschätzung des verdampfenden und kondensierenden Massenstroms zur Folge hat. Mehrphasensimulationen, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben sind, haben das Potenzial, diese Defizite zu adressieren.

Mehrphasensimulationen

Das Ziel einer mehrphasigen Heatpipemodellierung ist die Simulation von flüssiger und dampfförmiger Phase innerhalb eines gemeinsamen Kontinuums. Im Gegensatz zu Getrennt-Phasen-Simulationen wird die Phasengrenze folglich nicht als ortsfestes Interface definiert, sondern ergibt sich als Teil der konvergierten Lösung. Alizadehdakhel et al. nutzten die Volume-of-Fluid-Modellierung (vgl. Kap. 2.1.7) zur Simulation eines Thermosiphons, einer speziell ausgeführten Heatpipe, die keine Kapillarstruktur aufweist und die Gravitation zum Rücktransport des flüssigen Arbeitsmediums nutzt [80]. Der Verdampfungsprozess innerhalb eines Thermosiphons ist dem Regime *Blasensieden* zuzuordnen (vgl. Abb. 2.6) und wurde daher in Form von Quell- und Senktermen modelliert, die auf den Gleichungen von de Schepper et al. [81] basieren. Ähnliche Ansätze zur Simulation von Thermosiphons wurden in den Arbeiten von Xu et al. [82] und Fadhl et al. [83] beschrieben. Die Verdampfung aus einer Kapillarstruktur ist jedoch dem Regime *konvektives Sieden* (vgl. Abb. 2.6) zuzuordnen und findet hauptsächlich an der mikroskopischen Grenzfläche zwischen Kapillarstruktur, flüssigem und dampfförmigem Arbeitsmedium statt [48, 50, 51]. Die beschriebenen Mehrphasen-Simulationsansätze eignen sich daher ausschließlich für Thermosiphons. Zum Zeitpunkt dieser Recherche sind dem Autor keine Veröffentlichungen zur Mehrphasensimulation konventioneller Heatpipes bekannt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde daher eine entsprechende Simulationsmethode entwickelt, die detailliert in Kap. 3.3 beschrieben wird.

2.3. Elektrische Maschinen

Elektrische Traktionsmaschinen stellen zusammen mit dem Wechselrichter und dem Hochvoltspeicher eine zentrale Komponente im Antriebsstrang eines elektrisch betriebenen Fahrzeugs dar. Die gewünschte Antriebscharakteristik wird nicht ausschließlich vom Maschinentyp geprägt, sondern lässt sich maßgeblich durch die Leistungselektronik beeinflussen [84]. In Fahrzeugen, die in hoher Stückzahl produziert werden, spielen neben Kosten, Fertigbarkeit und Lebensdauer auch speziell der Wirkungsgrad und die Leistungsdichte eine entscheidende Rolle. In der Praxis werden daher vor allem Asynchronmaschinen, permanenterregte Synchronmaschinen (PSM) und stromerregte Synchronmaschinen (SSM) eingesetzt [85]. Aufgrund ihrer hohen Leistungs- und Drehmomentdichte sowie ihres hohen Wirkungsgrads im Grunddrehzahlbereich werden in dieser Arbeit ausschließlich permanenterregte Synchronmaschinen betrachtet. Für eine detaillierte Beschreibung der übrigen Maschinentypen sei auf weiterführende Fachliteratur [86–88] verwiesen.

2.3.1. Aufbau und Funktionsweise

Abb. 2.15 zeigt den schematischen Aufbau einer innenlaufenden permanenterregten Synchronmaschine. Eine PSM besteht grundsätzlich, wie andere Maschinentypen auch, aus zwei Komponenten: einem feststehenden Stator und einem drehbar gelagerten Rotor. Innenlaufende Maschinen zeichnen sich durch einen Stator aus, der die Form eines Hohl-

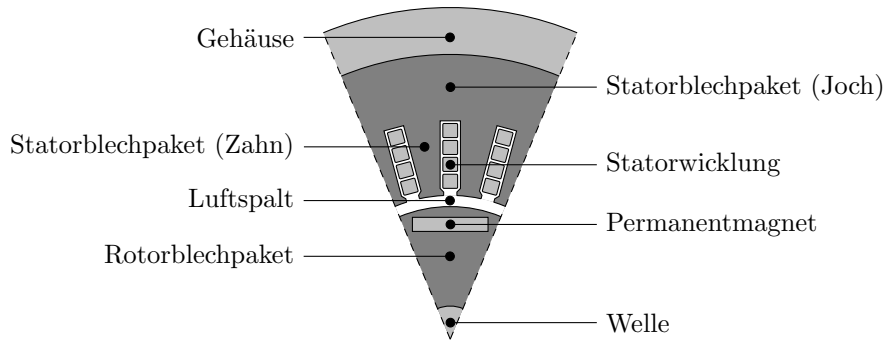


Abbildung 2.15.: Aufbau einer innenlaufenden permanentenerregten Synchronmaschine. Grafische Darstellung nach [89].

zylinders aufweist. Darin befindet sich der zylinderförmige Rotor, der drehbar gelagert ist und mechanische Leistung an die Antriebswelle abgeben beziehungsweise von dieser aufnehmen kann. Der E-Maschinen-Stator weist axiale Nuten zur Aufnahme der stromführenden Leiter auf. Das übrige stegförmige Volumen zwischen zwei benachbarten Nuten wird als Statorzahn bezeichnet. Zusammen mit dem Statorjoch bilden die Zähne den Stator Kern, der zur Verringerung von Wirbelstromverlusten aus axial gestapelten und verklebten Blechen gefertigt ist (vgl. Kap. 2.3.2). In den Nuten sind Leiter eingebracht, die bei modernen Maschinen häufig in Form sogenannter Hairpins ausgeführt sind. Verglichen mit der herkömmlichen Runddrahtwicklung ermöglichen Hairpin-Leiter aufgrund ihres rechteckigen Querschnitts eine hohe Nutfüllung und bieten ein großes Automatisierungspotenzial [90]. Die Leiter treten axial an beiden Enden aus dem Statorblechpaket heraus, werden dort umgelenkt und in einer der benachbarten Nuten wieder zurückgeführt. Die Leitervolumina außerhalb des Statorkerns werden als Wickelköpfe bezeichnet. Bei entsprechender Bestromung der Statorwicklung entsteht im Inneren des Hohlzylinders ein rotierendes Magnetfeld, das mit dem Magnetfeld der in den Rotor eingelassenen Permanentmagnete wechselwirkt. Die Magnetpole des Rotors „rasten“ mit den entgegengesetzten Magnetpolen des Statorfeldes ein und werden mitgenommen [85]. Der Rotor dreht sich folglich synchron mit dem Statorfeld. Durch Anlegen eines Lastmoments verdreht sich der Rotor um den sogenannten Lastwinkel gegenüber dem Stator magnetfeld. Diese Verdrehung führt zum Aufbau eines Gegenmoments am Rotor, sodass ein Momentengleichgewicht erreicht und kontinuierlich Leistung an die Welle abgegeben wird, die dem Vortrieb des Fahrzeugs dient [85].

2.3.2. Die wichtigsten Verlustmechanismen

Beim Betrieb elektrischer Maschinen fallen Verluste an, die in diesem Abschnitt näher beschrieben werden. Diese Verluste lassen sich in zwei Kategorien unterteilen: mechanische und elektromagnetische Verluste. Die mechanischen Verluste beinhalten neben den Lager- und Dichtungsreibverlusten auch die Reibverluste zwischen Rotor und Luft. Sie fallen beim Betrieb einer flüssigkeitsgekühlten PSM bei nennenswerten Drehmomenten

ten gering gegenüber den elektromagnetischen Verlusten aus [39] und werden daher im Folgenden nicht weiter diskutiert. Für eine detaillierte Beschreibung und für Berechnungsansätze der mechanischen Verlustmechanismen sei auf [39, 91, 92] verwiesen. Die folgenden Ausführungen beschränken sich somit auf die elektromagnetischen Verluste. Abb. 2.16 zeigt eine Aufteilung dieser Verlustart für den Stator einer Synchronmaschine. Weitere Verluste, die im Wesentlichen den E-Maschinen-Rotor betreffen, sind im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur von geringer Relevanz und werden detailliert in [92] beschrieben.

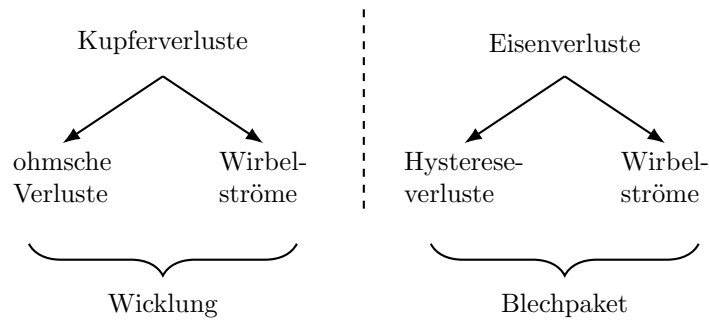


Abbildung 2.16.: Kategorisierung der elektromagnetischen Verluste eines E-Maschinen-Stators. Einteilung nach [93], grafische Darstellung nach [94].

Kupferverluste

Der Transport elektrischer Ladungsträger innerhalb eines Leiters geht mit der Entstehung von Verlusten einher. Die Höhe dieser Verluste wird dabei maßgeblich von dem spezifischen elektrischen Widerstand ϱ des Leitermaterials bestimmt. Nach der Matthiessenschen Regel setzt sich diese Materialkonstante aus zwei Komponenten zusammen: einem temperaturabhängigen Anteil, der durch die Kollision von Ladungsträgern (hier: Elektronen) mit Gitterschwingungen und untereinander auftritt sowie einem temperaturunabhängigen Teil, der sich durch eine Streuung der Elektronen an Gitterdefekten und Verunreinigungen des Materials ergibt. Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstands wird in der Praxis meist linear angenommen und lässt sich ausgehend von einer Referenztemperatur mithilfe von Gl. (2.40) berechnen. Darin beschreibt $\alpha_{\varrho, T_{\text{ref}}}$ den zugehörigen Temperaturkoeffizienten bei T_{ref} .

$$\varrho(T) = \varrho(T_{\text{ref}}) \cdot [1 + \alpha_{\varrho, T_{\text{ref}}}(T - T_{\text{ref}})] \quad (2.40)$$

Wird ein elektrischer Leiter mit der Querschnittsfläche A und der Länge L mit Gleichstrom (engl: Direct Current, DC) durchströmt, lässt sich sein elektrischer Widerstand $R_{\text{el,DC}}$ nach Gl. (2.41) berechnen:

$$R_{\text{el,DC}} = \varrho \frac{L}{A} \quad (2.41)$$

Beim Betrieb einer elektrischen Maschine werden die Leiterwicklungen jedoch mit Wechselstrom (engl: Alternating Current, AC) beaufschlagt. Das oszillierende elektrische Potenzial führt zu einem sich zeitlich ändernden Magnetfeld, welches wiederum zusätzliche elektrische Ströme induziert. Die beschriebene Wechselwirkung führt zu einer Konzentration des elektrischen Stroms am äußeren Rand des Leiters, die auch als Skin-Effekt beschrieben wird. Abb. 2.17 veranschaulicht den Skin-Effekt anhand eines kreisrunden Leiters. Wie dargestellt reduziert sich die effektiv durchströmte Querschnittsfläche A_{eff}

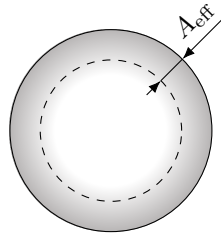


Abbildung 2.17.: Illustration des Skin-Effekts. Grafische Darstellung nach [92].

auf den äußeren Rand des Leiters. Nach Gl. (2.41) fällt der elektrische Widerstand bei Wechselstrom im Vergleich zu Gleichstrom daher höher aus. Neben dem magnetischen Feld, das ein stromdurchflossener Leiter selbst induziert, wird die Stromdichteverteilung auch durch die Felder benachbarter Leiter beeinflusst. Dieser Zusammenhang wird als Proximity-Effekt bezeichnet. Die beschriebenen zusätzlichen Verlustmechanismen bei Wechselstrom werden typischerweise in der Berechnung des elektrischen Widerstands $R_{\text{el,AC}}$ über den Stromverdrängungsfaktor k_I berücksichtigt:

$$R_{\text{el,AC}} = k_I R_{\text{el,DC}} \quad (2.42)$$

Beim Betrieb elektrischer Traktionsmaschinen ergeben sich in der Regel Stromverdrängungsfaktoren im Bereich $1 \leq k_I < 2 \dots 4$ [95]. Die resultierenden Stromwärmeverluste $P_{V,\text{Cu}}$ lassen sich schließlich mittels Gl. (2.43) berechnen:

$$P_{V,\text{Cu}} = k_I \varrho \frac{L}{A} I_{\text{eff}}^2 \quad (2.43)$$

In der obigen Gleichung definiert I_{eff} den Effektivwert der Stromstärke. Zur Verringerung dieser Verluste ist daher ein Material mit einem geringen spezifischen Widerstand zu wählen. In der Praxis werden elektrische Maschinen folglich meist mit Kupferleitern bestückt, selten auch mit Windungen aus Aluminium. Die auftretenden Verluste $P_{V,\text{Cu}}$ werden daher typischerweise als Kupferverluste bezeichnet.

Eisenverluste

Wird ein ferromagnetisches Material einem externen Magnetfeld mit der Feldstärke H ausgesetzt, richten sich die magnetischen Dipole entlang dieses Magnetfelds aus. Diese Ausrichtung führt zu einer Erhöhung der magnetischen Flussdichte B . Bei Entfernung

des äußeren Felds sinkt die magnetische Flussdichte jedoch nicht mehr auf Null ab, das Material behält eine Restmagnetisierung B_r , die sogenannte Remanenz. Zur vollständigen Entmagnetisierung $B = 0$ muss ein äußeres Magnetfeld in entgegengesetzte Richtung angelegt werden, welches die sogenannte Koerzitivfeldstärke H_c aufweist. Die diskutierten Zusammenhänge lassen sich im B - H -Diagramm durch eine Hystereseschleife beschreiben, die in Abb. 2.18 für typische ferromagnetische Werkstoffe dargestellt ist. B_r und H_c definieren dabei die Schnittpunkte mit der B - und H -Achse. Das Umma-

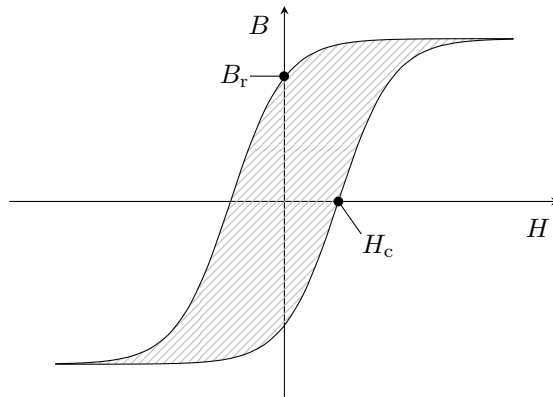


Abbildung 2.18.: Schematische Darstellung der Hystereseschleife eines typischen ferromagnetischen Werkstoffs. Grafische Darstellung nach [96].

agnetisieren ferromagnetischer Materialien findet nicht verlustfrei statt. Die entstehenden Verluste sind proportional zu der von der Hysteresekurve eingeschlossenen Fläche. Beim Betrieb einer E-Maschine führt das oszillierende Magnetfeld zu einem wiederholten Durchlaufen der Hysteresekurve, die zugehörigen Verluste weisen folglich eine lineare Abhängigkeit von der Motordrehzahl auf [92]. Darüber hinaus induziert das oszillierende Magnetfeld, ähnlich wie in den Leiterschleifen, Wirbelströme innerhalb der Blechpakete. Diese Wirbelströme steigen quadratisch mit der magnetischen Flussdichte und der Motordrehzahl an [92]. Zur Verlustminimierung werden sowohl das Stator- als auch das Rotorblechpaket als Paket aus Elektroblechen ausgeführt, die durch eine dünne Lackschicht gegeneinander elektrisch isoliert sind. Aus diesem Zusammenhang lässt sich der Stapelfaktor ψ ableiten, der sich aus der Blechdicke d_{Blech} und der Dicke der Lackschicht d_{Lack} berechnet:

$$\psi = \frac{d_{\text{Blech}}}{d_{\text{Blech}} + d_{\text{Lack}}} \quad (2.44)$$

Je dünner die Elektrobleche ausgeführt sind, desto geringer fallen die Wirbelstromverluste aus. Demgegenüber steht eine Verringerung des Aktivmaterials: Bei einer weiteren Verringerung der Blechdicke verschlechtert sich das Verhältnis von Blech- zu Lackvolumen im Blechpaket und führt zu vergleichsweise geringen Stapelfaktoren. Bei elektrischen Antriebsmaschinen finden sich daher meist Blechdicken zwischen 0,36 mm und 0,64 mm [92].

2.3.3. Kühlung elektrischer Maschinen

Die in Kap. 2.3.2 beschriebenen Verluste führen zu einem Wärmeeintrag in die elektrische Maschine. Um die materialspezifischen Grenztemperaturen im Betrieb nicht zu überschreiten und die Leistungsfähigkeit der Maschine zu gewährleisten, muss die anfallende Abwärme zuverlässig abgeführt werden. In der Regel stellen die maximal zulässigen Temperaturen der Isolierstoffe eine wichtige Grenztemperatur der Maschine dar. Nach der DIN EN 60085 [97] ergibt sich beispielsweise für Isolierstoffe der Klasse H eine Maximaltemperatur von 180°C . Bei permanenten Synchronmaschinen spielt darüber hinaus die Entmagnetisierungstemperatur der Permanentmagnete (beispielsweise 150°C für NdFeB-basierte Magnete [39]) eine wichtige Rolle. Um eine irreversible Beschädigung der Maschine zu verhindern, muss folglich bei Erreichen entsprechender Grenztemperaturen die Leistung der Maschine verringert werden. Diese Leistungsbegrenzung wird typischerweise auch als thermische Degradation bezeichnet. Das Kühlsystem der elektrischen Maschine beeinflusst folglich maßgeblich die erreichbare Dauerleistung. In der Praxis haben sich vor allem wasser-, luft- und ölkühlte Maschinen durchgesetzt. Die entsprechenden Kühlkonzepte werden im Folgenden näher beschrieben.

Wassermantelkühlung

Den aktuellen Stand der Technik zur Kühlung elektrischer Antriebsmaschinen stellt die sogenannte Wassermantelkühlung dar. Die vergleichsweise hohe Wärmekapazität und -leitfähigkeit von Wasser bietet das Potenzial, hohe Wärmestromdichten abzuführen. In Abb. 2.19 ist der typische Aufbau einer wassergekühlten Maschine dargestellt. Die

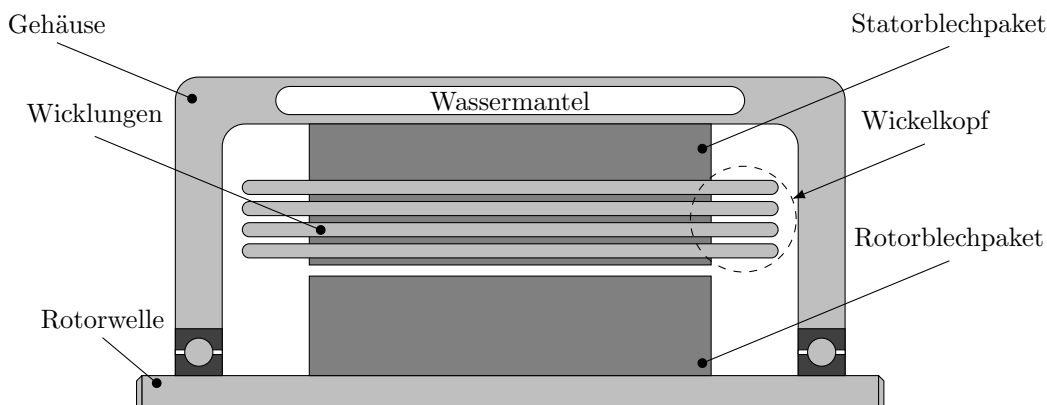


Abbildung 2.19.: Schematische Darstellung einer wassergekühlten elektrischen Traktionsmaschine.

vergleichsweise gute elektrische Leitfähigkeit von Wasser schließt den Einsatz als Kühlmedium im Inneren der Maschine aus. Die Strömung wird daher meist spiral- oder mäanderförmig durch das Gehäuse geführt. Die Wärme aus Kupfer- und Eisenverlusten wird folglich zunächst in das Gehäuse geleitet, wo sie mittels erzwungener Konvektion von der Wasserströmung aufgenommen und abgeführt wird. Die Wickelköpfe weisen

den längsten Wärmeleitweg zum Wassermantel auf, sodass sich dort Temperaturspitzen, sogenannte Hotspots, ausbilden. Das resultierende, lokal stark inhomogene Temperaturprofil führt folglich zu einer thermischen Degradation, obwohl die Temperaturen im Inneren der Maschine weit unter der Grenztemperatur liegen.

Luftkühlung

Bei der Luftkühlung wird die Abwärme von thermisch belasteten Bauteilen durch die Um- oder Durchströmung von Luft aufgenommen. Verglichen mit Wasser zeichnet sich Luft durch eine geringe Wärmekapazität und -leitfähigkeit aus. Hinreichend große Wärmeübergangskoeffizienten erfordern folglich hohe Strömungsgeschwindigkeiten. Die Förderung und Umwälzung der Luft wird häufig mittels eines auf der Welle montierten Ventilators realisiert und führt damit zu zusätzlichen drehzahlabhängigen Verlusten. Ausschließlich luftgekühlte Maschinen zeichnen sich meist durch eine vergleichsweise geringe Leistungsdichte aus und eignen sich daher nur eingeschränkt für den automobilen Einsatz. Im Rahmen seiner Dissertation entwickelte Huber [39] ein hybrides Kühlkonzept, das eine Wassermantel- um eine Umluftkühlung ergänzt. Das Konzept ist schematisch in Abb. 2.20 dargestellt. Ein auf der Welle montierter Diagonalventilator saugt Luft

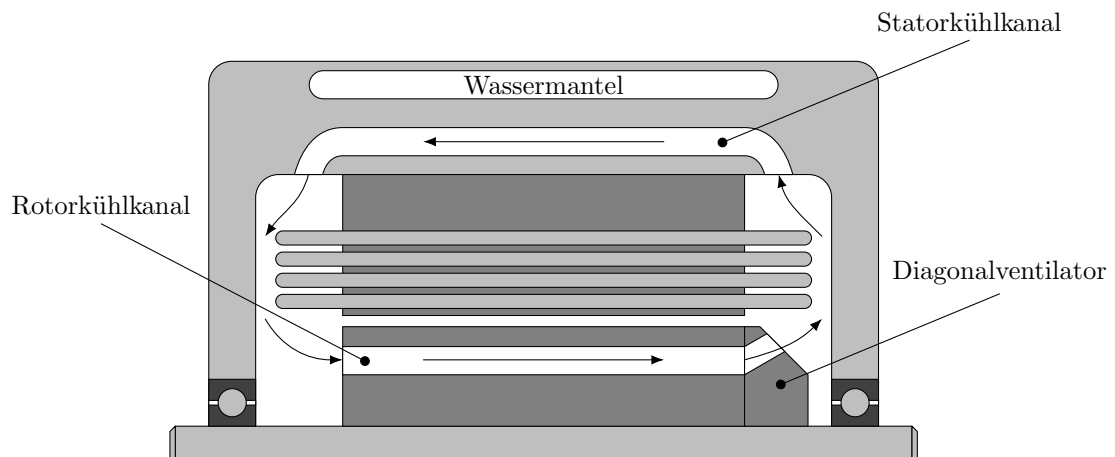


Abbildung 2.20.: Schematische Darstellung eines hybriden E-Maschinen-Kühlkonzepts aus Umluft- und Wassermantelkühlung nach Huber [39].

durch Kanäle im Rotorblechpaket an und ermöglicht dadurch eine hinreichende Kühlleistung. Die aufgeheizte Luft strömt daraufhin durch einen im Gehäuse integrierten Luft-Wasser-Wärmetauscher zurück. Neben der Luftrückkühlung stellt die Flüssigkeitsströmung zudem die Kühlung des Statorblechpakets und der Wicklungen sicher (vgl. Wassermantelkühlung).

Direkte Ölkühlung

Bei der direkten Ölkühlung wird ein dielektrisches Öl in das Innere der Maschine eingebracht, um dort - meist in Kombination mit einer Wassermantelkühlung - thermisch stark beanspruchte Bereiche besonders zu kühlen. Abb. 2.21 zeigt zwei Serienkonzepte zur Kühlung der Wickelköpfe im Stator. Bei der Ölschleuderkühlung (siehe Abb. 2.21(a))

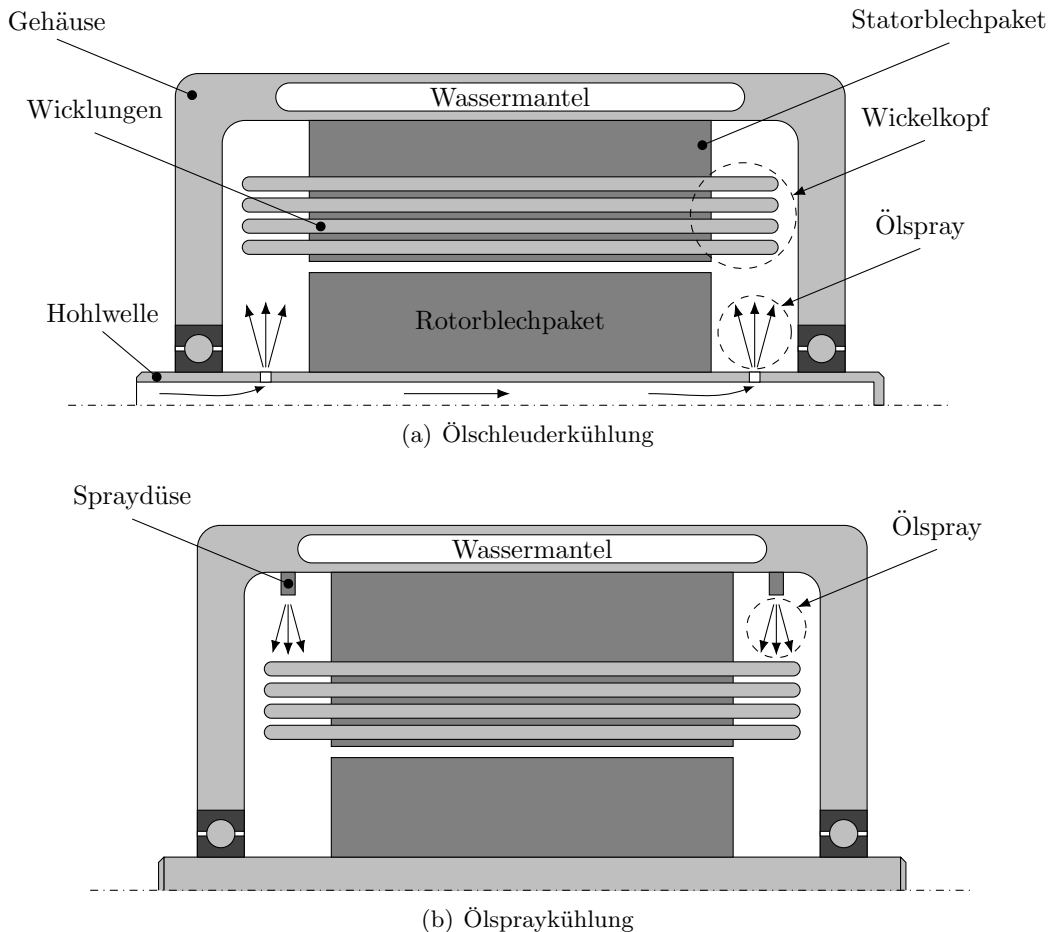


Abbildung 2.21.: Schematische Darstellung einer direkt ölgekühlten elektrischen Maschine.

wird Öl innerhalb der hohl ausgeführten Rotorwelle gefördert. Die auftretenden Zentrifugalkräfte schleudern das Öl durch radial eingebrachte Bohrungen in den Innenraum der elektrischen Maschine, wo es auf die Wickelköpfe auftrifft und diese kühlt. Der Ölmassestrom und damit die Kühlleistung sind folglich drehzahlabhängig. Darüber hinaus entstehen zwar Ausschleuderverluste, die die Effizienz der Maschine direkt beeinflussen, das Konzept kommt jedoch ohne den Einsatz externer Förderpumpen aus. Bei der Erzeugung der Ölsprays mithilfe dedizierter Düsen, die über den Umfang der elektrischen Maschine verteilt sind (siehe Abb. 2.21(b)), wird Öl mithilfe einer externen Pumpe

gefördert. Das Konzept verspricht eine gleichmäßigere Ölverteilung und eine drehzahlunabhängige Kühlleistung. Nachteilig erweisen sich die höheren Kosten, die sich aus dem Bedarf an zusätzlichen Komponenten wie zum Beispiel Düsen und Pumpe ergeben. Bei beiden Konzepten fließt das erwärmte Öl gravitationsgetrieben zu einem Wärmetauscher, in dem es rückgekühlt und erneut dem Kreislauf zugeführt wird. Für den automotiven Einsatz werden meist Öle gewählt, die sowohl die Kühlung der E-Maschine als auch die Getriebeschmierung sicherstellen können.

3. Entwicklung neuartiger Modelle zur Simulation von Heatpipes

Im Folgenden wird zunächst eine Methode zur Bestimmung des thermischen Widerstands bei Verdampfung aus der Kapillarstruktur einer Heatpipe entwickelt. Darüber hinaus findet sich in diesem Kapitel die Herleitung und Validierung einer innovativen Wärmeleitungsmethode, die den Einfluss von Dampfgeschwindigkeitskomponenten orthogonal zur Hauptströmungsrichtung auf den Druckverlust berücksichtigt. Abschließend wird die Entwicklung einer Mehrphasensimulationsmethodik beschrieben, die auf dem Volume-of-Fluid-Ansatz basiert.

3.1. Der thermische Widerstand beim Phasenwechsel innerhalb von Sinterstrukturen

Kapillarstrukturen in Heatpipes werden meist aus gesinterten Pulvern, Drahtgeflechten oder Rillen gefertigt (siehe Kap. 2.2.2). Sinterstrukturen aus (kugelförmigen) Metallpulvern ermöglichen vergleichsweise hohe Verdampfungsraten [38, 52, 98] und werden daher bevorzugt in Heatpipes mit hohen Leistungsanforderungen eingesetzt [59]. Abb. 3.1 zeigt die Oberfläche einer solchen Sinterstruktur unter einem Rasterelektronenmikroskop (REM). Im Folgenden wird ein Modell unter der Annahme kugelförmiger, äquidistanter

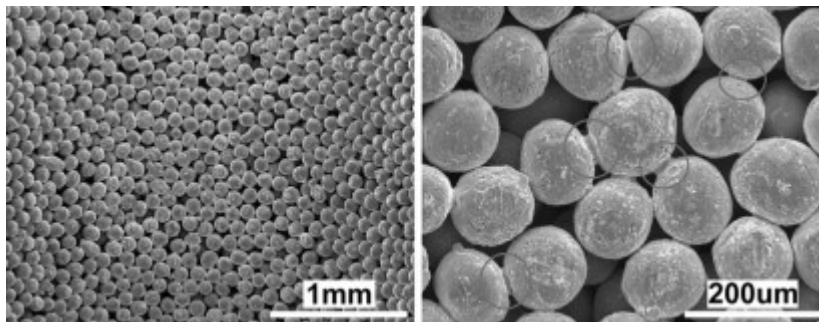


Abbildung 3.1.: REM-Aufnahme der Oberfläche einer Sinterstruktur aus kugelförmigen Primärteilchen. [99]

Primärpartikel entwickelt, um den Phasenwechsel an einer solchen Sinterstruktur sowohl auf Mikro- als auch auf Makroebene zu beschreiben. Abb. 3.2 gibt einen Überblick über den gewählten Modellierungsansatz. Darin wird zunächst eine hochaufgelöste Geometrie der Phasengrenze berechnet. Die ermittelte Meniskusgeometrie dient nachfolgend

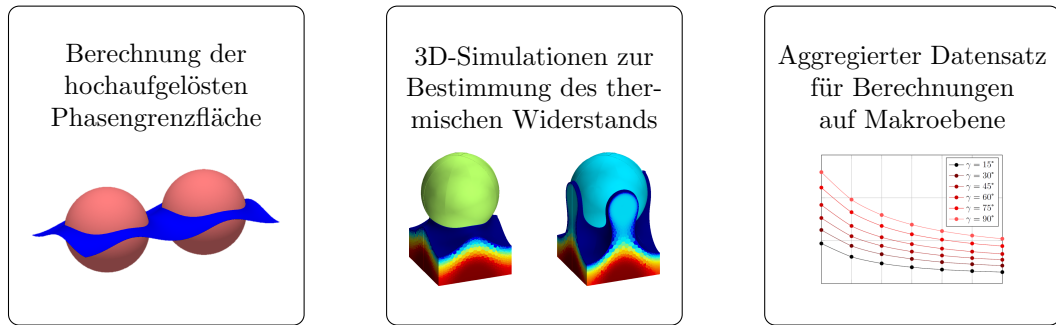


Abbildung 3.2.: Übersicht des gewählten Modellierungsansatzes von der Berechnung hochaufgelöster Meniskusgeometrien zum fertigen Datensatz.

als Grundlage für ein detailliertes Wärmeleitungsmodell zur quantitativen Beschreibung des Phasenwechsels und zur Berechnung des zugehörigen effektiven Verdampfungswiderstands. Abschließend wird ein Datensatz vorgestellt, der die Ergebnisse aus insgesamt 8316 Simulationen aggregiert und damit eine Berücksichtigung des Verdampfungswiderstands in Simulationen auf Systemebene ermöglicht. Es sei darauf hingewiesen, dass in den folgenden Abschnitten Ergebnisse referenziert werden, die bereits im Vorfeld in [72] veröffentlicht wurden.

3.1.1. Berechnung der hochaufgelösten Phasengrenzfläche

Der Verdampfungsprozess innerhalb einer Kapillarstruktur ist maßgeblich von der Geometrie der Phasengrenzfläche und der zugehörigen Kontaktlinie zwischen fester, flüssiger und gasförmiger Phase geprägt [53, 75]. Zur Berechnung dieser Meniskusgeometrie wird im Folgenden die Software *Surface Evolver* von Brakke [100] verwendet. *Surface Evolver* ist eine Software zur Berechnung von Flüssigkeitsoberflächen und berücksichtigt den Einfluss angreifender Volumenkräfte und entsprechender Grenzflächenenergien. Der zugrunde liegende Algorithmus verwendet ein iteratives Gradientenverfahren, um die Knotenpositionen des numerischen Netzes zu verschieben und schließlich den Zustand minimaler Systemenergie zu erreichen. Abb. 3.3 zeigt sowohl das Rechengebiet als auch die geometrischen Randbedingungen des entwickelten *Surface-Evolver*-Modells: R_K ist der Radius einer Kugel, γ ist der Kontaktwinkel, D_K ist definiert als der kürzeste Abstand zwischen den Zentren benachbarter Kugeln und V_{fl} beschreibt das vorgegebene Flüssigkeitsvolumen innerhalb des Rechengebiets. Typische Heatpipe-Kapillarstrukturen zeichnen sich durch charakteristische Längen $L^* = R_K$ in der Größenordnung von $100\ \mu\text{m}$ aus; die resultierenden Bond-Zahlen für Kupfer-Wasser-Heatpipes liegen daher nach Gl. (2.12) in der Größenordnung von 10^{-3} [38]. Folglich werden die zugehörigen Meniskusgeometrien von Oberflächenkräften dominiert und der Einfluss der Gravitation wird in den folgenden Berechnungen vernachlässigt. Durch diese Vernachlässigung wird der geometrische Maßstab des Modells zu einer redundanten Größe, die Krümmung der Phasengrenzfläche ist folglich nicht mehr von den absoluten Dimensionen des Rechengebiets abhängig. Im Folgenden werden daher dimensionslose Parameter definiert, die zusammen einen

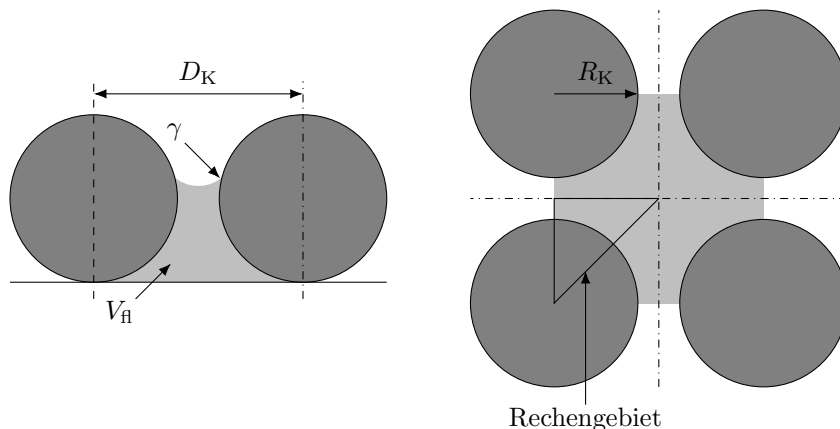


Abbildung 3.3.: Rechengebiet und geometrische Randbedingungen des entwickelten Surface-Evolver-Modells zur Berechnung der hochaufgelösten Phasengrenzfläche in einer gesinterten Kapillarstruktur.

vollständigen Satz an Randbedingungen für das Surface-Evolver-Modell darstellen: Der dimensionslose Kugelabstand D^* ist definiert als das Verhältnis von Kugelabstand D_K zu -durchmesser $2R_K$:

$$D^* = \frac{D_K}{2R_K} \quad (3.1)$$

Der dimensionslose Kugelabstand ermöglicht zudem die Berechnung der Porosität der Kapillarstruktur:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{fl,max}}}{V_{\text{fl,max}} + V_K} = \frac{2R_K D_K^2 - \frac{4}{3}\pi R_K^3}{2R_K D_K^2 - \frac{4}{3}\pi R_K^3 + \frac{4}{3}\pi R_K^3} = 1 - \frac{\pi}{6D^{*2}} \quad (3.2)$$

In der obigen Gleichung definiert V_K das Volumen einer einzelnen Kugel. $V_{\text{fl,max}}$ beschreibt ferner das maximale Flüssigkeitsvolumen einer Einheitszelle und wird zur Normierung von V_{fl} verwendet:

$$V^* = \frac{V_{\text{fl}}}{V_{\text{fl,max}}} \quad (3.3)$$

Unter Ausnutzung vorhandener Symmetrien lässt sich die Modellkomplexität und damit der Rechenaufwand weiter reduzieren. Das finale Modell repräsentiert daher lediglich ein 45° -Segment einer Einheitszelle (siehe „Rechengebiet“ in Abb. 3.3). Surface Evolver zeichnet sich durch ein vergleichsweise robustes Iterationsverfahren aus. Für kleine Kugelabstände mit $D^* \leq 1,1$ konnten jedoch für zahlreiche Parameterkombinationen Konvergenzprobleme beobachtet werden: Die Ausbildung von Kapillarbrücken (vgl. Abb. 3.4(b)) führt zu vergleichsweise großen Gradienten. Um die Konvergenz der Lösung sicherzustellen, wurde daher ein MATLAB-basierter Algorithmus entwickelt, der nach jedem Iterationsschritt eine lokale Optimierung des Rechengitters durchführt und damit eine hinreichende Netzqualität sicherstellt: Gehört eine Kante zu den längsten 1% des gesamten Netzes, teilt der Algorithmus die betreffende Kante auf, indem er einen

zusätzlichen Knoten in der Kantenmitte hinzufügt. Sobald sich die Energie des Systems um weniger als $10^{-5}\%$ über die vergangenen 100 Iterationen verändert hat, wird von Konvergenz der Lösung ausgegangen. Abb. 3.4 zeigt beispielhaft berechnete Meniskusformen für $\gamma = 30^\circ$ und verschiedene Kombinationen von D^* und V^* . Im Anschluss wird

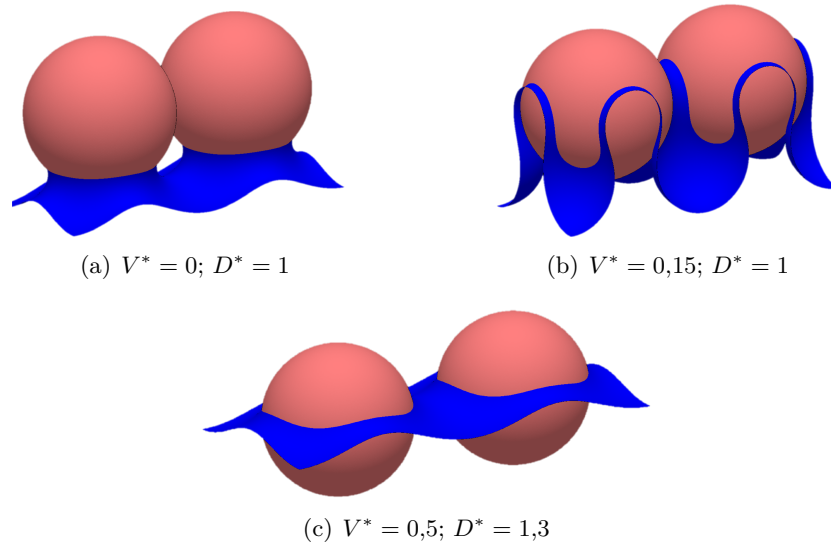


Abbildung 3.4.: Berechnete Meniskusgeometrien (blau) für $\gamma = 30^\circ$ und drei Kombinationen von D^* und V^* .

die gefundene Meniskusgeometrie charakterisiert und unterschiedliche Kenngrößen, wie zum Beispiel die Länge der Fest-Flüssig-Dampf-Kontaktlinie ausgewertet. Abschließend findet ein Export der Phasengrenzfläche statt, die im Folgenden als Eingangsgröße für thermische Simulationen dient. Der beschriebene Programmablauf ist in Abb. 3.5 zusammengefasst.

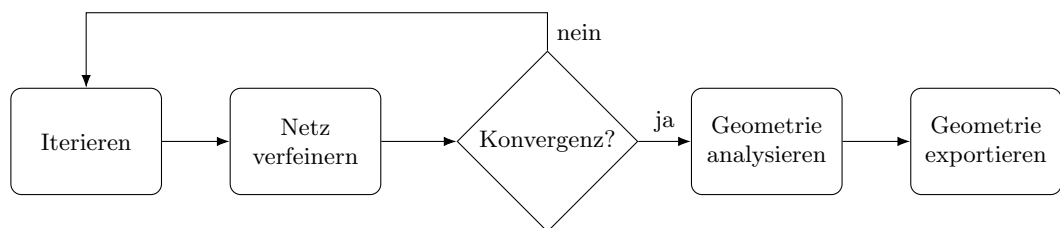


Abbildung 3.5.: Umgesetztes Vorgehen zur Berechnung der hochauflösten Phasengrenzfläche.

3.1.2. Berechnung des Verdampfungswiderstands auf Mikroebene

Die Wärmeübertragung innerhalb der Kapillarstruktur lässt sich unter Annahme von Wasser als Arbeitsmedium durch Péclet-Zahlen Pe in der Größenordnung von 10^{-2} be-

Phasenwechsel

Der Phasenwechsel an der Flüssigkeits-Dampf-Grenzfläche „ph“ wird mithilfe der aufgetragten Wärmestromdichte \dot{q}_{ph}'' beschrieben:

$$\dot{q}_{\text{ph}}'' = \dot{m}_{\text{ph}}'' \Delta h_v \quad (3.4)$$

Wie bereits in Kap. 2.1.6 erwähnt, wird der zugehörige Massenstrom \dot{m}_{ph}'' üblicherweise mithilfe der Hertz-Knudsen-Schrage- beziehungsweise HKS-Gleichung (2.26) berechnet. Dabei wird explizit von einer Gleichheit des Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten $\sigma_V = \sigma_K = \hat{\sigma}$ ausgegangen:

$$\dot{m}_{\text{ph}}'' = \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_m}} \left(\frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{ph,fl}})}{\sqrt{T_{\text{ph,fl}}}} - \frac{p_{\text{ph,d}}}{\sqrt{T_{\text{ph,d}}}} \right) \quad (3.5)$$

Für eine belastbare Quantifizierung von \dot{m}_{ph}'' werden folglich hinreichend genaue Werte für $\hat{\sigma}$, den sogenannten Akkomodationskoeffizienten, benötigt. Experimentelle Daten für $\hat{\sigma}$ weichen jedoch um Größenordnungen voneinander ab [46]. Darüber hinaus beeinflusst die Wahl des Akkomodationskoeffizienten die Dünnfilmverdampfung nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ [53]. Der HKS-Ansatz wird daher im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt und der Verdampfungsmassenstrom mithilfe des TED-SRT-Ansatzes von Persad et al. [54] bestimmt (siehe Kap. 2.1.6). Zunächst werden daher die nachstehenden Gleichungen zur Bestimmung von σ_V und σ_K verwendet, die bereits aus Kap. 2.1.6 bekannt sind.

$$\sigma_V = \frac{p_{\text{sat}}(T_{\text{ph,fl}})}{p_{\text{ph,d}}} \exp \left[(f_{\text{vib}} + 4) \left(1 - \frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right) \right] \left(\frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right)^{f_{\text{vib}}+4} \quad (3.6a)$$

$$\sigma_K = \sqrt{\frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}}} \exp \left[-(f_{\text{vib}} + 4) \left(1 - \frac{T_{\text{ph,d}}}{T_{\text{ph,fl}}} \right) \right] \left(\frac{T_{\text{ph,fl}}}{T_{\text{ph,d}}} \right)^{f_{\text{vib}}+4} \quad (3.6b)$$

Abb. 3.7 zeigt den damit berechneten Verlauf von σ_V und σ_K abhängig von der Dampftemperatur $T_{\text{ph,d}}$ an der Phasengrenze für unterschiedliche Überhitzungen $\Delta T_{\text{ph}} = T_{\text{ph,fl}} - T_{\text{ph,d}}$. Für die folgenden Berechnungen wurde Wasser als Arbeitsmedium ($f_{\text{vib}} = 3$) und gesättigter Dampf an der Phasengrenze ($p_{\text{ph,d}} = p_{\text{sat}}(T_{\text{ph,d}})$) angenommen. Abb. 3.7(a) zeigt eine starke Abhängigkeit des Verdampfungskoeffizienten von der Dampftemperatur und der Überhitzung: Bei $\Delta T_{\text{ph}} = 5 \text{ K}$ nimmt σ_V zwischen 280 K und 440 K um 19,36 % ab. Für eine unterkühlte Flüssigkeit mit $\Delta T_{\text{ph}} = -5 \text{ K}$ steigt σ_V im selben Temperaturintervall dagegen von 0,703 auf 0,883 an. Demgegenüber zeigt Abb. 3.7(b) eine vergleichsweise geringere Abhängigkeit des Kondensationskoeffizienten von $T_{\text{ph,d}}$ und ΔT_{ph} : Für die zuvor diskutierten Parameterbereiche weicht σ_K um weniger als 1 % von Eins ab. Ferner lässt sich in Abb. 3.7 erkennen, dass die HKS- und die TED-SRT-Betrachtung auf zwei unterschiedlichen physikalischen Grundannahmen beruhen. Im klassischen Hertz-Knudsen-Ansatz sind Verdampfungs- und Kondensationskoeffizient als das Verhältnis der Anzahl phasenwechselnder Moleküle zu einer theoretischen Maximalzahl definiert,

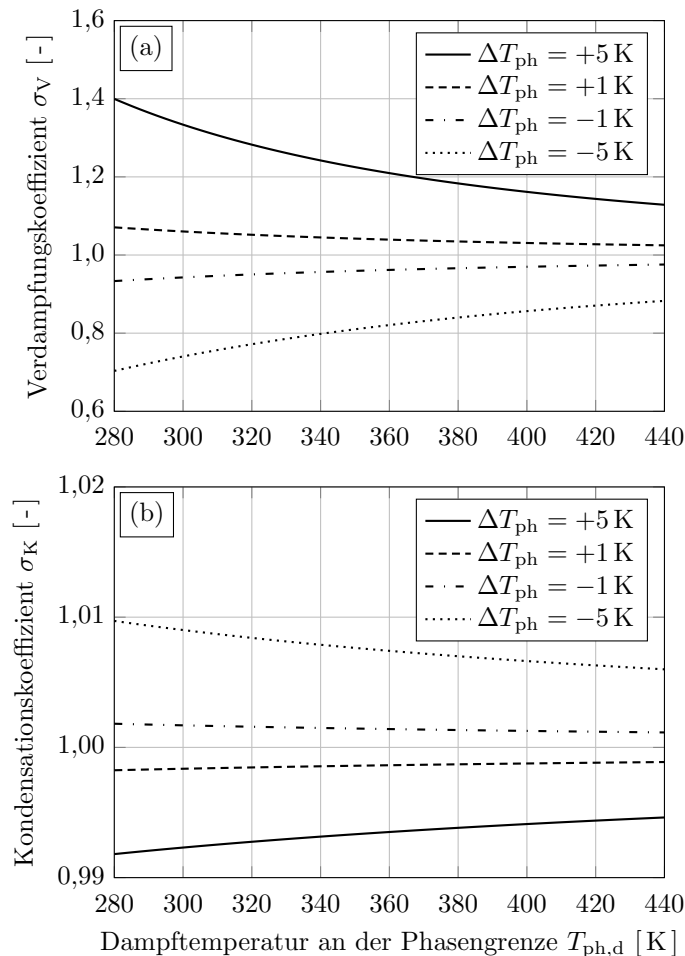


Abbildung 3.7.: Verlauf des Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten abhängig von der Dampftemperatur an der Phasengrenze für verschiedene Überhitzungen ΔT_{ph} .

sind daher durch Eins begrenzt und hängen von den Eigenschaften einer einzelnen Phase ab. Im Gegensatz dazu deuten die Gln. (2.27) der TED-SRT-Beschreibung auf eine Kopplung von flüssiger und dampfförmiger Phase hin und erlauben daher Werte für σ_V und σ_K größer als Eins [54]. Die errechneten Werte für σ_K und σ_V werden schließlich in der Hertz-Knudsen-Gleichung zur Berechnung der verdampfenden bzw. kondensierenden Massenstromdichte genutzt:

$$\dot{m}_{ph}'' = \sqrt{\frac{M}{2\pi R_m}} \left(\sigma_V \frac{p_{sat}(T_{ph,fl})}{\sqrt{T_{ph,fl}}} - \sigma_K \frac{p_{ph,d}}{\sqrt{T_{ph,d}}} \right) \quad (3.7)$$

Abb. 3.8 zeigt den Verlauf von \dot{m}_{ph}'' abhängig von der Dampftemperatur für eine exemplarische Überhitzung von $\Delta T_{ph} = 5$ K. Zum Vergleich wurde \dot{m}_{ph}'' ebenfalls mit dem

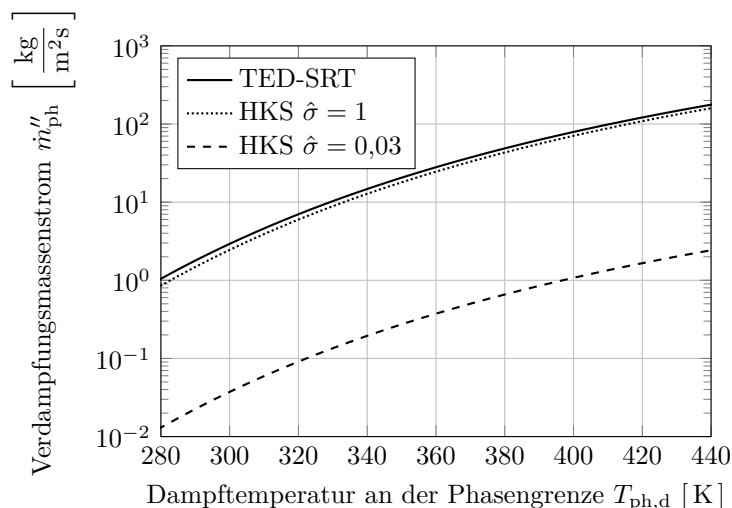


Abbildung 3.8.: Vergleich zwischen dem TED-SRT- und dem HKS-Ansatz: Verlauf der Verdampfungsmassenstromdichte abhängig von der Dampftemperatur bei $\Delta T_{\text{ph}} = 5 \text{ K}$.

HKS-Ansatz (siehe Gl. (2.26)) berechnet. Abb. 3.8 zeigt die entsprechenden Ergebnisse sowohl für $\hat{\sigma} = 0,03$ als auch für $\hat{\sigma} = 1$. Beide Ansätze liefern Verdampfungsmassenströme, die stark von der Dampftemperatur abhängen: Eine Erhöhung von $T_{\text{ph,d}}$ von 280 K auf 440 K führt zu einem Anstieg von \dot{m}_{ph}'' um mehr als zwei Größenordnungen. Erwartungsgemäß verlaufen die beiden mit dem HKS-Ansatz berechneten Kurven parallel, wobei sich für $\hat{\sigma} = 1$ 66-mal höhere Werte als für $\hat{\sigma} = 0,03$ ergeben. Darüber hinaus führt die Anwendung des TED-SRT-Ansatzes zu 10-19 % höheren Werten als der HKS-Ansatz mit $\hat{\sigma} = 1$. Da der Dampfraum im vorgestellten Modell nicht abgebildet ist, wird im Folgenden ein homogenes Temperaturfeld angenommen ($T_{\text{ph,d}} = T_{\text{d}}$).

Unterseite

Wie in Abb. 3.6 dargestellt, besteht die dreieckige Grundfläche A_0 des Rechengebiets aus einem Kreissegment der unteren Kugel (Index „K,0“) und der resultierenden Grundfläche der umgebenden Flüssigkeit. Der Wärmeeintrag in das System wird mithilfe einer konstanten Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{K,ein}}''$ realisiert, die als Randbedingung auf die Fläche $A_{\text{K,0}}$ aufgeprägt wird. Um eine geometrieunabhängige Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wird $\dot{q}_{\text{K,ein}}''$ mittels Gl. (3.8) berechnet. Unabhängig von Kugelabstand und -durchmesser wird damit eine konstante, über die Grundfläche des Rechengebiets A_0 gemittelte Wärmestromdichte $\dot{q}_{0,\text{ein}}''$ realisiert.

$$\dot{q}_{\text{K,ein}}'' = \dot{q}_{0,\text{ein}}'' \frac{A_0}{A_{\text{K,0}}} \quad (3.8)$$

Durch Anwendung der obigen Gleichung wird implizit angenommen, dass Wärmeströme außerhalb der Fläche $A_{K,0}$ vernachlässigbar sind. Aufgrund der stark unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten von Kugel und Flüssigkeit $\lambda_K \gg \lambda_f$ wird folglich die Gleichheit der absoluten Wärmeströme $\dot{Q}_{K,\text{ein}} = \dot{Q}_{0,\text{ein}}$ vorausgesetzt. Um darüber hinaus den Einfluss des eingebrachten Wärmestroms auf den thermischen Widerstand des Gesamtsystems $R_{\text{th,ph}}$ (siehe Gl. (3.9)) zu bewerten, wurde $\dot{q}''_{K,\text{ein}}$ für verschiedene Kombinationen von T_d , V^* und D^* variiert: Im Wertebereich $0 < \dot{q}''_{0,\text{ein}} \leq 25 \text{ W/cm}^2$ änderte sich $R_{\text{th,ph}}$ um weniger als 5%. Darüber hinaus wurde der Unterschied zwischen positiven und negativen Werten für $\dot{q}''_{0,\text{ein}}$ untersucht. Zwischen Verdampfung ($\dot{q}''_{0,\text{ein}} > 0$) und Kondensation ($\dot{q}''_{0,\text{ein}} < 0$) wichen die ermittelten Werte von $R_{\text{th,ph}}$ um weniger als 1% voneinander ab. Im Folgenden wird daher für alle Untersuchungen eine für Heatpipeanwendungen typische Wärmestromdichte von $\dot{q}''_{0,\text{ein}} = +5 \text{ W/cm}^2$ [32] vorgegeben. Der verbleibende Bereich der Grundfläche wird als adiabat angenommen.

Seitenflächen

Alle Seitenflächen des dreieckigen Rechengebiets (siehe Abb. 3.3) stellen Symmetrieebenen dar und werden daher als adiabat angenommen.

Nicht benetzte Kugeloberfläche

Der konvektive Wärmeübergang am oberen nicht benetzten Teil der Kugel liegt Größenordnungen unter \dot{q}''_{ph} (Herleitung siehe Kap. A.1) und kann damit vernachlässigt werden. Um eine möglichst hohe Vergleichbarkeit mit den Untersuchungen in [52] sicherzustellen, wird die natürliche Konvektion trotzdem über eine konvektive Randbedingung mit $\alpha_K = 38 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $T_{\text{ref}} = T_d$ berücksichtigt.

Numerische Analyse

Zur Lösung des Temperaturfelds wurde die kommerziell erhältliche CFD-Software STAR-CCM+ von Siemens verwendet (v2020.1, Double Precision). Die konvergierte Lösung ermöglicht im Folgenden eine Berechnung des thermischen Widerstands $R_{\text{th,ph}}$ des Systems mithilfe von Gl. (3.9):

$$R_{\text{th,ph}} = \frac{T_{K,\text{ref}} - T_d}{\dot{q}''_{0,\text{ein}}} \quad (3.9)$$

Die Kombination aus der vergleichsweise hohen Wärmeleitfähigkeit der Kugeln und dem geringen Wärmeübergangskoeffizienten α_K führt zu vernachlässigbaren Temperaturgradienten im nicht benetzten Kugelabschnitt. Die Referenztemperatur $T_{K,\text{ref}}$ wird daher am höchsten Punkt der vertikalen Achse ermittelt (siehe Abb. 3.6). Gesintertes Kupferpulver ist durch eine vergleichsweise höhere Wärmeleitfähigkeit als nicht gesintertes Kupferpulver charakterisiert [101]. Zur Berücksichtigung dieses Zusammenhangs sind die beiden Kugelsegmente über einen Zylinder mit dem Radius R_{zyl} verbunden. Zur Bewertung des Einflusses des Zylinderradius auf $R_{\text{th,ph}}$ wurde R_{zyl} bei verschiedenen Wasserständen, Kontaktwinkeln und Kugelabständen variiert: Für Radien im Bereich

$0,01R_K \leq R_{zyl} \leq 0,1R_K$ änderte sich $R_{th,ph}$ um weniger als 3,2%. Der Einfluss des Zylinderradius wird daher im Folgenden vernachlässigt und R_{zyl} wurde für alle folgenden Simulationen konstant zu $0,05R_K$ angenommen. STAR-CCM+ schreibt die Verwendung dimensionsbehafteter Eingabeparameter vor. Da der dimensionslose Ansatz jedoch beibehalten werden soll, wurde der Kugelmesser in allen numerischen Simulationen auf $\hat{R}_K = 1$ m gesetzt. Der simulierte Zylinderradius ergibt sich analog zu $\hat{R}_{zyl} = 0,05$ m. Um $R_{th,ph}$ jedoch für realitätsnahe Partikelgrößen im Bereich $50 \mu\text{m} \leq R_K \leq 150 \mu\text{m}$ zu berechnen, wird der dimensionslose Kugelradius R_K^* zur Korrektur der Wärmeleitfähigkeiten eingeführt:

$$R_K^* = \frac{R_K}{\hat{R}_K} \quad (3.10)$$

In STAR-CCM+ werden schließlich die angepassten Wärmeleitfähigkeiten $\hat{\lambda}_K$ und $\hat{\lambda}_{fl}$ vorgegeben, die sich jeweils mittels Gl. (3.11) und Gl. (3.12) berechnen lassen.

$$\hat{\lambda}_K = \frac{\lambda_K}{R_K^*} \quad (3.11)$$

$$\hat{\lambda}_{fl} = \frac{\lambda_{fl}}{R_K^*} \quad (3.12)$$

Der dimensionslose Ansatz erlaubt ferner die Variation des Kugelradius, ohne eine erneute Vernetzung des Rechengebiets durchführen zu müssen und reduziert damit den Rechenaufwand erheblich. Um eine hinreichende Auflösung der Dünnschichtverdampfung im Bereich der Kontaktlinie zu gewährleisten, wurde eine Netzstudie durchgeführt. Abb. 3.9 zeigt die zugehörigen Ergebnisse für $R_{th,ph}$ abhängig von der relativen Netzdichte für den in Tab. 3.1 zusammengefassten Parametersatz. Die relative Netzdichte wird dabei als

Tabelle 3.1.: Parametersatz für die durchgeführte Netzstudie.

Dimensionsloser Kugelabstand D^*	1
Dimensionsloses Flüssigkeitsvolumen V^*	0,1
Kontaktwinkel γ	30°
Kugelradius R_K	100 μm
Dampftemperatur T_d	400 K

$\frac{\hat{R}_K}{s}$ definiert, wobei s die gewählte Zellgröße an der Fest-Flüssig-Dampf-Kontaktlinie beschreibt. Auf Basis der Ergebnisse wurde eine Konvergenz von $R_{th,ph}$ ab einer Netzdichte von $\frac{\hat{R}_K}{s} = 5000$ angenommen. Die Zellgröße an der Fest-Flüssig-Dampf-Kontaktlinie wurde daher für alle folgenden Simulationen auf $s = 0,0002\hat{R}_K$ festgelegt. Bereiche mit kleineren Temperaturgradienten und einfacher Geometrie, wie zum Beispiel das Innere der Kugeln, wurden mit Zellen $s < 0,2\hat{R}_K$ vernetzt. Darüber hinaus setzen alle Simulationen eine Materialkombination aus Kupfer und Wasser mit $\lambda_K = \lambda_{Cu} = 398 \text{ W/mK}$ und $\lambda_{fl} = \lambda_{H_2O}$ voraus. Um die temperaturabhängigen Stoffeigenschaften von Wasser zu berücksichtigen, wurden Δh_v , λ_{fl} und p_{sat} als Lookup-Tabellen mit Daten aus NIST REFPROP v9.0 [102] bereitgestellt.

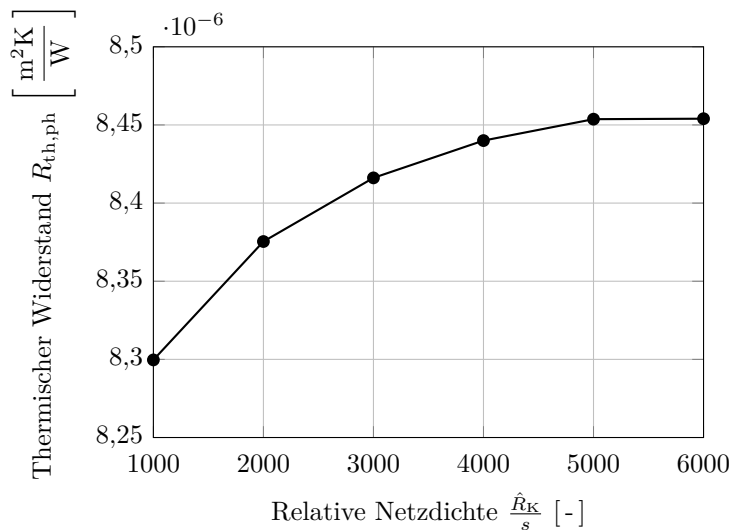


Abbildung 3.9.: Verlauf des thermischen Widerstands an der Phasengrenze aufgetragen über der relativen Netzdicke.

3.1.3. Validierung der Simulationsmethodik

Das vorgestellte Modell wird im Folgenden mithilfe der Veröffentlichung [53] von Ranjan et al. validiert, in der die Verdampfung aus unterschiedlichsten Kapillarstrukturen mithilfe hochauflöser Strömungssimulationen untersucht wurde. Der dabei verwendete Ansatz berücksichtigt Marangoni-Konvektion, modelliert die Verdampfung mithilfe der HKS-Gleichung und setzt konstante Stoffeigenschaften voraus [52]. Tab. 3.2 vergleicht die in [53] gewählten und die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modellparameter und Berechnungsansätze. $f(T_{fl})$ und $f(T_d)$ weisen dabei auf die Verwendung von NIST REFPROP [102] zur Berechnung der temperaturabhängigen Stoffeigenschaften von flüssigem und dampfförmigem Wasser hin. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse

Tabelle 3.2.: Übersicht über die verwendeten Stoffeigenschaften und die gewählten Berechnungsansätze.

	Ranjan et al. [53]	Diese Arbeit
λ_{fl}	0,6 W/mK	$f(T_{fl})$
Δh_v	2,27 MJ/kg	$f(T_d)$
σ_V	1	Gl. (3.6a)
σ_K	1	Gl. (3.6b)
\dot{m}''_{ph}	Gl. (2.26)	Gl. (3.7)

sicherzustellen, wurde lediglich die obere Kugel modelliert und eine Temperaturreandbedingung $T_0 = 300,5$ K an der Unterseite des Rechengebiets vorgegeben. Gleichzeitig gilt

für die Referenztemperatur $T_{\text{ref}} = T_0$. Tab. 3.3 gibt zudem eine Übersicht über die geometrischen Parameter der simulierten Kapillarstrukturen. In Abb. 3.10 sind schließlich

Tabelle 3.3.: Parametersatz der in [53] untersuchten Meniskusgeometrien.

Dimensionsloser Kugelabstand D^*	1,1
Dimensionsloses Flüssigkeitsvolumen V^*	0,5
Kontaktwinkel γ	$5^\circ; 15^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ$
Kugelradius R_K	100 μm
Dampftemperatur T_d	298 K

die berechneten thermischen Widerstände für die verschiedenen Kontaktwinkel dargestellt. Darüber hinaus zeigt der Plot Simulationsergebnisse, bei denen die Verdampfung mithilfe der HKS-Gleichung (2.26), $\hat{\sigma} = 1$ und den in Tab. 3.2 beschriebenen konstanten Stoffeigenschaften modelliert wurde. Für Kontaktwinkel im Bereich $30^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$

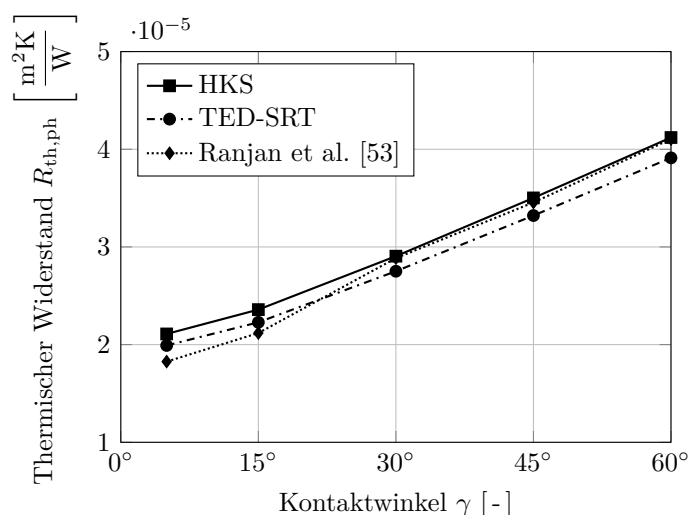


Abbildung 3.10.: Verlauf des thermischen Widerstands abhängig vom Kontaktwinkel, berechnet mithilfe des HKS- und des TED-SRT-Ansatzes. Zur Validierung der Simulationemethodik sind zudem die Ergebnisse von Ranjan et al. [53] dargestellt.

stimmen die Ergebnisse der HKS-Simulationen mit konstanten Fluideigenschaften und $\hat{\sigma} = 1$ gut mit den Daten aus den detaillierten Strömungssimulationen von Ranjan et al. überein. Für $\gamma = 5^\circ$ und $\gamma = 15^\circ$ ist jedoch eine Abweichung von 15,5% bzw. 11,3% zu beobachten: Kleinere Kontaktwinkel führen zu besserer Dünnschichtverdampfung, damit zu höheren Verdampfungsmassenströmen und folglich zu einer gesteigerten konvektiven Wärmeübertragung zwischen Festkörper und flüssiger Phase. Da letztere im entwickelten Simulationsmodell vernachlässigt wird, wird der thermische Widerstand für kleine γ geringfügig unterschätzt. Verglichen mit dem HKS-Ansatz führten die TED-

SRT-Simulationen darüber hinaus zu circa 5 % geringeren Wärmewiderständen. Diese Abweichung resultiert hauptsächlich aus einem insgesamt höheren Verdampfungsmassenstrom bei Verwendung des TED-SRT-Ansatzes (siehe Abb. 3.8). Aufgrund der geringen Abweichungen zwischen den Daten von Ranjan et al. und den mit dem HKS-Ansatz erzielten Simulationsergebnissen wird das entwickelte Modell schließlich als validiert angenommen.

3.1.4. Einfluss der Kapillarstruktur auf die Geometrie der Phasengrenzfläche

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden insgesamt 1638 Meniskusgeometrien für jede Linearkombination aus den folgend dargestellten Mengen an Kontaktwinkeln, Kugelabständen und Flüssigkeitsvolumina berechnet:

$$\begin{aligned}\gamma &\in \{15^\circ; 30^\circ; \dots; 90^\circ\} \\ D^* &\in \{1; 1,05; \dots; 1,6\} \\ V^* &\in \{0; 0,05; \dots; 1\}\end{aligned}$$

Wie bereits in Kap. 3.1.1 beschrieben, wird jeder Meniskus durch einen linienförmigen Kontakt mit der angrenzenden Kugel begrenzt. Da der Verdampfungswiderstand maßgeblich von der Geometrie der Dünnschichtfläche definiert wird [48], werden diese Berührungslinien im Folgenden näher analysiert. Erwartungsgemäß sind die Kontaktlinien bei großen Kugelabständen nahezu kreisförmig und ihre „ideale“ Länge $L_{\text{fl,id}}$ kann mithilfe folgender Gleichung berechnet werden:

$$L_{\text{fl,id}} = 2\pi\sqrt{2R_K z - z^2} \quad (3.13)$$

In der obigen Gleichung ist z als vertikaler Abstand der Kontaktlinie vom Kugelboden definiert. Zur Analyse von Phasengrenzflächen, deren Kontaktlinie von der idealen Kreisform abweicht, wird die dimensionslose Form L_{fl}^* der Kontaktlinienlänge eingeführt:

$$L_{\text{fl}}^* = \frac{L_{\text{fl}}}{R_K} \quad (3.14)$$

Ferner beschreibt \bar{z} den vertikalen Schwerpunkt der Kontaktlinie, der sich nach Gl. (3.15) aus den z -Schwerpunkten einzelner Liniensegmente i berechnet. N_s ist definiert als die Anzahl aller Liniensegmente.

$$\bar{z} = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} z_i \quad (3.15)$$

Zuletzt beschreibt Z^* die dimensionslose Form von Gl. (3.15):

$$Z^* = \frac{\bar{z}}{R_K} \quad (3.16)$$

Abb. 3.11 zeigt die normierte Kontaktlinienlänge L_{fl}^* der berechneten Meniskusgeometrien aufgetragen über dem zugehörigen Z^* -Schwerpunkt. Um darüber hinaus die Abweichung von der idealen Kreisform bewerten zu können, ist zudem der Verlauf von $L_{fl,id}^*$ eingezeichnet. Erwartungsgemäß liegt ein Großteil der Daten auf dem durch Gl. (3.13)

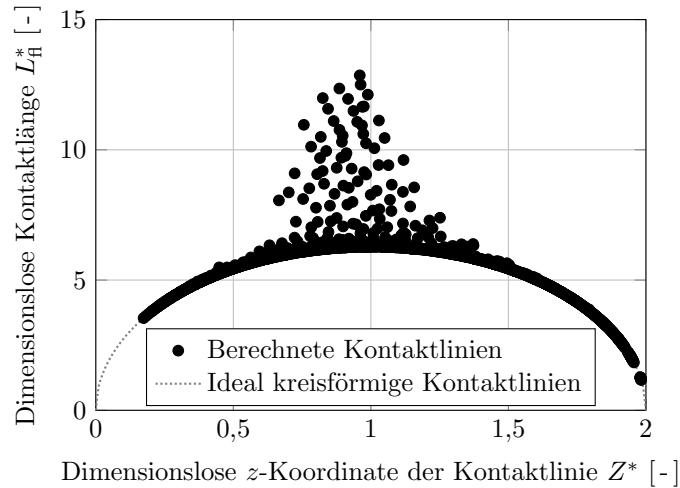


Abbildung 3.11.: Dimensionslose Kontaktlinienlänge L_{fl}^* aufgetragen über dem dimensionslosen Z^* -Schwerpunkt. Zum Vergleich ist der Verlauf für ideal kreisförmige Kontaktlinien dargestellt.

definierten Halbkreis. Eine signifikante Anzahl von Datenpunkten wird jedoch durch $L_{fl}^* > L_{fl,id}^*$ charakterisiert. Die zugehörigen Phasengrenzflächen zeichnen sich folglich durch eine gekrümmte, von der idealen Kreisform abweichende, Kontaktlinie aus. Zur Identifikation der Parameterkombinationen, die zu einer solchen Kontaktlinienkrümmung führen, zeigt Abb. 3.12 die dimensionslose Kontaktlinienlänge L_{fl}^* für unterschiedliche V^* , γ und D^* . Darin stellt Abb. 3.12(a) die für $D^* = 1$ errechneten Werte für L_{fl}^* dar. Unabhängig vom Kontaktwinkel führt eine Erhöhung des Wasservolumens V^* zu einem unstetigen Sprung der Kontaktlinienlänge. Wie in [103] beschrieben, begünstigen kleine Kugelabstände die Bildung sogenannter Kapillarbrücken (siehe Abb. 3.4(b)). Diese stark gekrümmten Phasengrenzen sind durch vergleichsweise große Oberflächen und damit lange Kontaktlinien charakterisiert. Bei weiterer Erhöhung des Flüssigkeitsvolumens bleiben die Kapillarbrücken bestehen und werden von unten aufgefüllt. Ab diesem Punkt nimmt die Oberflächenkrümmung daher kontinuierlich ab und führt zu kürzeren Kontaktlinien. Ferner begünstigen kleine Kontaktwinkel die Ausbildung von Kapillarbrücken bei vergleichsweise geringen Flüssigkeitsvolumina. Kleine Kontaktwinkel führen zu stärker gekrümmten Phasengrenzflächen und damit zu höheren Steighöhen Z^* . Der instabile Zustand und damit die Ausbildung von Kapillarbrücken wird folglich bereits bei kleineren V^* erreicht. Zum Vergleich zeigt Abb. 3.12(b) den Verlauf von L_{fl}^* für einen größeren Kugelabstand mit $D^* = 1,5$. Für die betrachtete Parameterkombination ergibt sich ein kontinuierlicher Verlauf von L_{fl}^* , die Ausbildung von Kapillarbrücken lässt sich

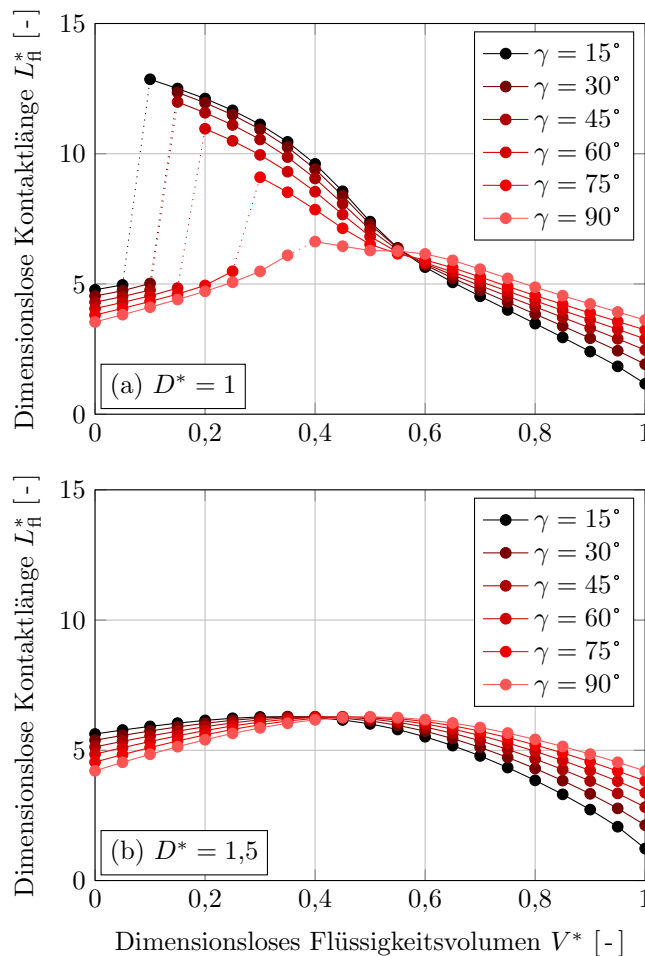


Abbildung 3.12.: Dimensionslose Kontaktlinienlängen der berechneten Meniskusgeometrien abhängig von Flüssigkeitsvolumen und Kontaktwinkel. Der obere Plot (a) zeigt die Ergebnisse für $D^* = 1$, der untere Plot (b) für $D^* = 1,5$.

folglich nicht beobachten und die Länge der resultierenden ideal-kreisförmigen Kontaktlinien lässt sich mittels Gl. (3.13) berechnen. Zur weiteren Analyse wird die Abweichung $\delta_{L_{fl}}$ der realen von der idealen Kontaktlinienlänge eingeführt:

$$\delta_{L_{fl}} = \frac{L_{fl}}{L_{fl,id}} - 1 \quad (3.17)$$

Für jede Linearkombination von γ und D^* lässt sich schließlich die maximale Abweichung der Kontaktlinienlänge $\delta_{L_{fl,max}}$ berechnen:

$$\delta_{L_{fl,max}}(\gamma, D^*) = \max_{V^*} [\delta_{L_{fl}}(\gamma, D^*, V^*)] \quad (3.18)$$

Abb. 3.13 zeigt den Verlauf von $\delta_{L_{fl,max}}$ abhängig von D^* und γ . Die Ergebnisse zeigen,

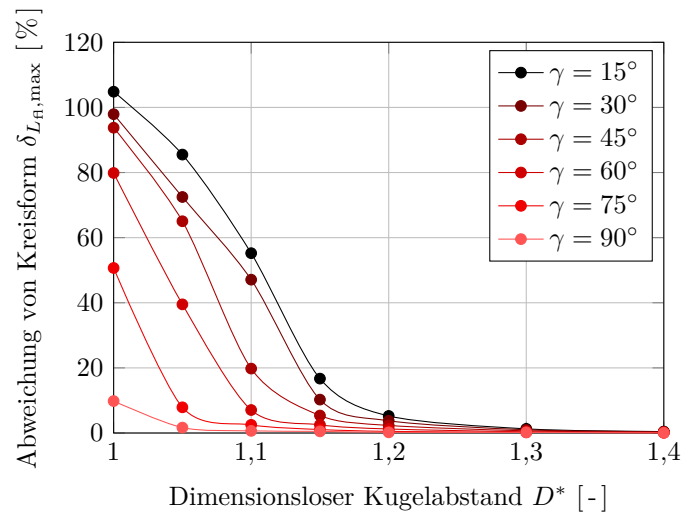


Abbildung 3.13.: Maximale Abweichung der Kontaktlinienlänge von der idealen Kreisform in Abhängigkeit vom Kontaktwinkel und normierten Kugelabstand.

dass die reale Länge für $D^* \geq 1,3$ unabhängig vom Kontaktwinkel weniger als 1,3% von der idealen Kontaktlinienlänge abweicht. In diesem Bereich ist folglich keine Bildung von Kapillarbrücken zu erwarten und die ideal-kreisförmige Kontaktlinie lässt sich erneut mittels Gl. (3.13) beschreiben. Im Gegensatz dazu können sich für $D^* < 1,3$ Kontaktlinien ausbilden, die um mehr als 100% von ihrer „idealen“ Form abweichen.

3.1.5. Einfluss der Phasengrenzfläche auf den thermischen Widerstand

Im Folgenden werden die berechneten Meniskusgeometrien zur Bestimmung des Verdampfungswiderstands $R_{th,ph}$ herangezogen. Abb. 3.14 zeigt die konvergierten Temperaturfelder für zwei beispielhaft ausgewählte Flüssigkeitsoberflächen bei einer Dampftemperatur von $T_d = 400$ K und einem angenommenen Kugelradius von $R_K = 100$ μm . Die betrachteten Meniskusgeometrien sind durch $D^* = 1$ und $\gamma = 30^\circ$ charakterisiert und unterscheiden sich mit $V^* = 0,1$ und $V^* = 0,15$ lediglich im Flüssigkeitsvolumen (siehe auch Abb. 3.4). Wie erwartet, führt die Ausbildung von Kapillarbrücken und die damit vergleichsweise längere Phasengrenzlinie zu einer verbesserten Wärmeübertragung: Mit $R_{th,ph} = 3,5 \cdot 10^{-6}$ $\text{m}^2\text{K}/\text{W}$ fällt der thermische Widerstand des Systems für $V^* = 0,15$ um 58,8% geringer aus als für $V^* = 0,1$. Abb. 3.15 zeigt die zugehörige Verteilung des Verdampfungsstroms an der Phasengrenzfläche. Für beide Meniskusgeometrien findet der Phasenwechsel hauptsächlich in einem Bereich nahe der Fest-Flüssig-Gas-Kontaktlinie statt, welcher in der Literatur als „Dünnsfilm“ bzw. „thin-film“ bezeichnet wird [52]. Es sei darauf hingewiesen, dass Abb. 3.15 eine logarithmische Farbskala verwendet und der Dünnsfilm folglich vergleichsweise breit erscheint. Abb. 3.14 und 3.15 zeigen, dass die Länge der Kontaktlinie und somit die Ausbildung von Kapil-

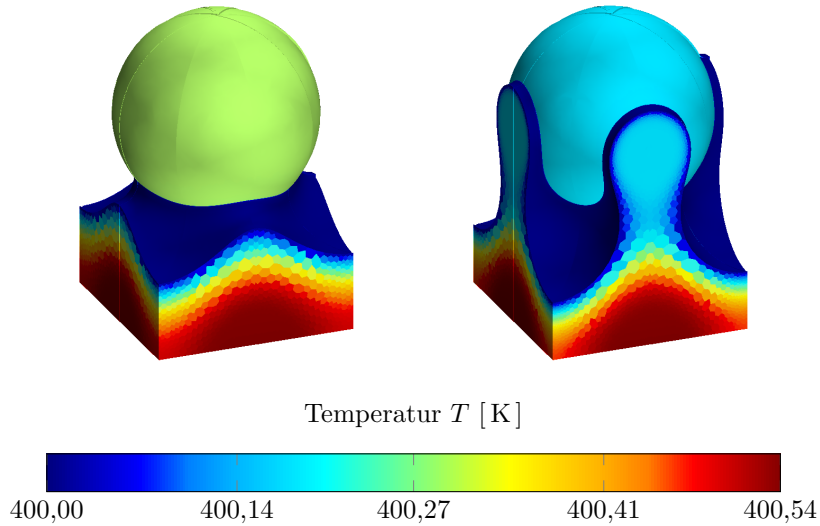


Abbildung 3.14.: Vergleich der Temperaturfelder zweier Meniskusgeometrien mit $D^* = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $R_K = 100 \mu\text{m}$, $T_d = 400 \text{ K}$, $V^* = 0,1$ (links) und $V^* = 0,15$ (rechts).

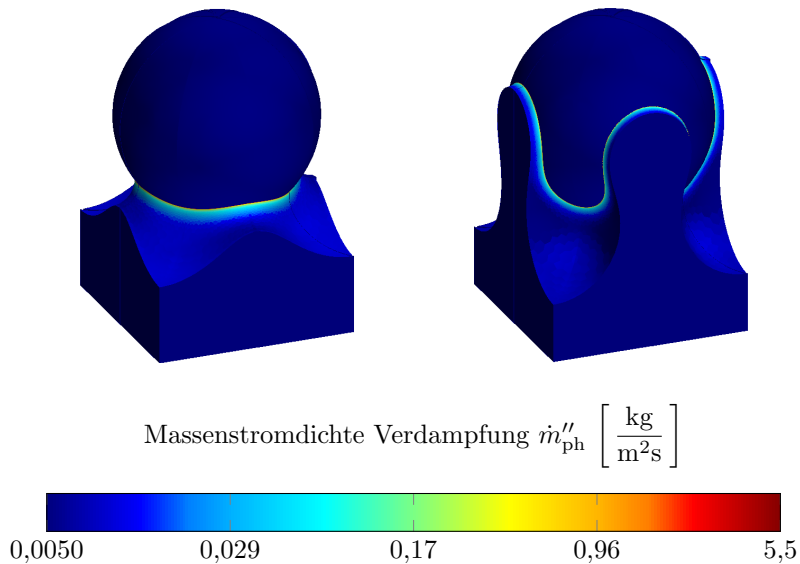


Abbildung 3.15.: Vergleich des berechneten Verdampfungsmassenstroms zweier Meniskusgeometrien mit $D^* = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $R = 100 \mu\text{m}$, $T_d = 400 \text{ K}$, $V^* = 0,1$ (links) und $V^* = 0,15$ (rechts).

larbrücken einen wesentlichen Einfluss auf das resultierende Temperatur- und Wärmestromfeld des Systems haben. Dieser Einfluss wird daher im Folgenden näher untersucht: Abb. 3.16 zeigt den thermischen Widerstand $R_{\text{th,ph}}$ für verschiedene Kombinationen von V^* , γ und D^* bei einer Dampftemperatur von $T_d = 400 \text{ K}$ und einem Kugelradius von

$R_K = 100 \mu\text{m}$. Sowohl für $D^* = 1$ (siehe Abb. 3.16(a)) als auch für $D^* = 1,5$ (siehe

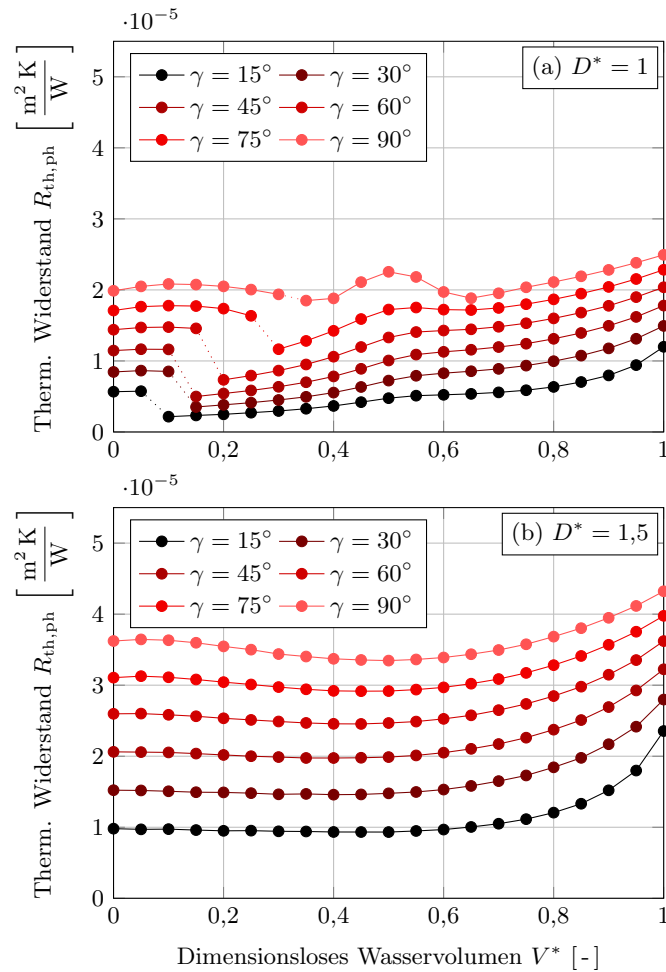


Abbildung 3.16.: Thermischer Widerstand aufgetragen über dem dimensionslosen Wasservolumen für verschiedene Kontaktwinkel mit $T_d = 400 \text{K}$, $R_K = 100 \mu\text{m}$, $D^* = 1$ (a) und $D^* = 1,5$ (b).

Abb. 3.16(b)) ist ein Anstieg des thermischen Widerstands mit steigendem Kontaktwinkel zu beobachten: Kleine Kontaktwinkel führen zu einem vergleichsweise breiten Dünnsfilm und begünstigen damit die Verdampfung. Um den Einfluss der Kapillarbrücken auf den Verdampfungswiderstand zu untersuchen, zeigt Abb. 3.16(a) den Verlauf von $R_{th,ph}$ für einen kleinen Kugelabstand mit $D^* = 1$. Die Daten bestätigen, dass die Ausbildung von Kapillarbrücken und die daraus resultierenden längeren Phasengrenzlinien zu einer Verringerung von $R_{th,ph}$ führen. Die ausgeprägten Maxima bei $V^* \approx 0,5$ resultieren aus einer eingeschränkten Verdampfung aufgrund der reduzierten Dünnsfilmfläche um den Kontaktpunkt der Kugel zu ihren nächsten Nachbarn. Dieser Zusammenhang ist besonders bei vergleichsweise großen Kontaktwinkeln ausgeprägt. Kleinere Kontaktwinkel be-

günstigen die Bildung von Kapillarbrücken um die Kontaktstelle (siehe größeres $\delta_{L_{fl,max}}$ bei kleineren Kontaktwinkeln in Abb. 3.13), was infolge zu einer weniger eingeschränkten Verdampfung führt. Zum Vergleich zeigt Abb. 3.16(b) die gleiche Auswertung für $D^* = 1,5$ dargestellt. Es sei hervorgehoben, dass der thermische Widerstand, insbesondere bei großen Kontaktwinkeln im Bereich $V^* \leq 0,6$, nahezu konstant verläuft, obwohl die Kontaktlinienlänge in diesem Bereich monoton steigt (siehe Abb. 3.12(b)): Ein erhöhtes Wasservolumen bedingt höhere Wasserstände und führt damit zu einem insgesamt längeren Leitungsweg von der Unterseite des Rechengebiets zur Wasseroberfläche. Darüber hinaus lassen sich im Gegensatz zu $D^* = 1$ keine Maxima im Bereich $V^* \approx 0,5$ identifizieren, eine Einschränkung des Phasenwechsels durch benachbarte Kugeln ist folglich nicht zu beobachten. Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse, dass große Kontaktwinkel, hohe Wasserstände und eine hohe Porosität zu vergleichsweise hohen thermischen Widerständen führen. Darüber hinaus erhöht die Bildung von Kapillarbrücken und der damit einhergehende breitere Dünnsfilm den Verdampfungsmassenstrom und verringert dadurch den thermischen Widerstand.

3.1.6. Ein Datensatz zur Berücksichtigung des Verdampfungswiderstands auf Makroebene

Für Heatpipe-Simulationen auf Makroebene ist das geometrische Auflösen der Phasengrenzfläche aufgrund des hohen Rechenaufwands nicht möglich. In diesem Abschnitt wird daher ein Datensatz vorgestellt, der die Berücksichtigung des Verdampfungswiderstands auf Makroebene ermöglicht und die Ergebnisse von insgesamt 8316 thermischen Simulationen aggregiert. Dabei wurde jede Linearkombination des folgenden Parametersatzes berücksichtigt:

$$\begin{aligned} V^* &\in \{0; 0,1; \dots; 1\} \\ \gamma &\in \{15^\circ; 30^\circ; \dots; 90^\circ\}^1 \\ D^* &\in \{1; 1,1; \dots; 1,5\} \\ R_K &\in \{50 \mu\text{m}; 100 \mu\text{m}; 150 \mu\text{m}\} \\ T_d &\in \{280 \text{ K}; 300 \text{ K}; \dots; 400 \text{ K}\} \end{aligned}$$

Auf Makroebene ist der lokale Wasserstand und damit V^* meist unbekannt. Der Datensatz besteht daher aus 756 thermischen Widerständen $\bar{R}_{th,ph}$, die durch arithmetische Mittelung über die elf betrachteten Werte für V^* berechnet wurden:

$$\bar{R}_{th,ph}(\gamma, D^*, R_K, T_d) = \frac{1}{11} \sum_{i=1}^{11} R_{th,ph}(V_i^*, \gamma, D^*, R_K, T_d) \quad (3.19)$$

Abb. 3.17 zeigt exemplarisch den Verlauf von $\bar{R}_{th,ph}$ abhängig von Dampftemperatur und Kontaktwinkel für $D^* = 1$ und $R_K = 100 \mu\text{m}$. Wie bereits beschrieben, steigt

¹Typische Kupfer-Heatpipes nutzen Wasser als Arbeitsmedium. Für diese Materialkombination werden Kontaktwinkel zwischen 73° und 90° erwartet [104].

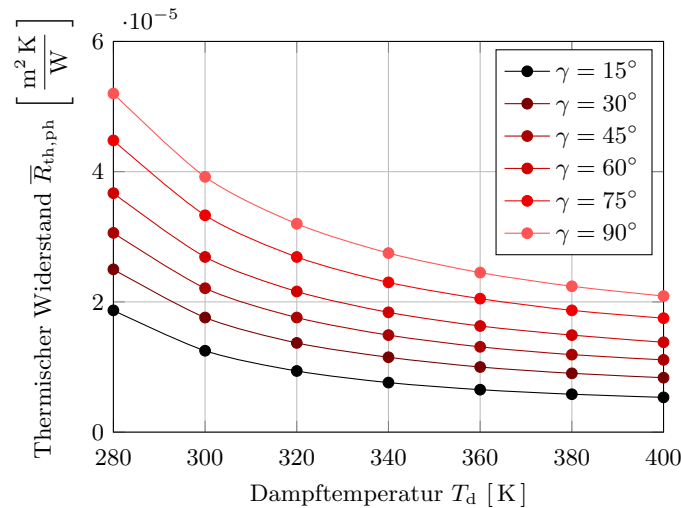


Abbildung 3.17.: Gemittelter thermischer Widerstand abhängig von Dampftemperatur und Kontaktwinkel für $D^* = 1$ und $R_K = 100 \mu\text{m}$.

der Verdampfungsmassenstrom mit zunehmender Dampftemperatur signifikant an (siehe Abb. 3.8). Dieser Zusammenhang führt folglich zu einer monotonen Abnahme des thermischen Widerstands mit steigender Dampftemperatur. Darüber hinaus ist erneut zu beobachten, dass kleine Kontaktwinkel zu vergleichsweise großen Dünnschichtflächen führen, damit hohe Verdampfungsraten begünstigen und schließlich in geringe thermische Widerstände resultieren. Zur weiteren Einordnung des Datensatzes zeigt Abb. 3.18 den Verlauf von $\bar{R}_{\text{th,ph}}$ abhängig vom Kugelabstand für typische Partikelradien zwischen $50 \mu\text{m}$ und $150 \mu\text{m}$ [38]. Obwohl die zugeführte Wärmestromdichte $\dot{q}''_{0,\text{ein}}$ für alle D^* konstant gehalten wurde, führen große Kugelabstände zu gesteigerten Verdampfungswiderständen. Dieser Zusammenhang lässt sich darauf zurückführen, dass das Verhältnis aus Dünnschichtfläche zur Gesamtoberfläche mit zunehmendem Kugelabstand abnimmt. Der Anstieg von $\bar{R}_{\text{th,ph}}$ ist folglich auf die größere Grundfläche und die damit gesteigerte Wärmezufuhr bei gleichzeitig konstanter Dünnschichtfläche zurückzuführen. Ein ähnlicher Zusammenhang lässt sich beim Einfluss des Kugelradius beobachten: Kleine Kugelradien führen zu vergleichsweise geringen thermischen Widerständen, da sie zu einem großen Verhältnis von Dünnschicht- zu Grundfläche führen. Wie bereits beschrieben, berücksichtigt das vorgestellte Modell den Einfluss des Kugelradius durch eine Anpassung der Fluideigenschaften. Nach Gl. (3.11) und Gl. (3.12) führen größere Kugeln zu geringeren Wärmeleitfähigkeiten und damit zu höheren thermischen Widerständen. Zusammenfassend zeigen die Daten eine signifikante Abhängigkeit von $\bar{R}_{\text{th,ph}}$ von T_d und R_K : Niedrige Dampftemperaturen und große Kugelradien führen zu vergleichsweise hohen thermischen Widerständen.

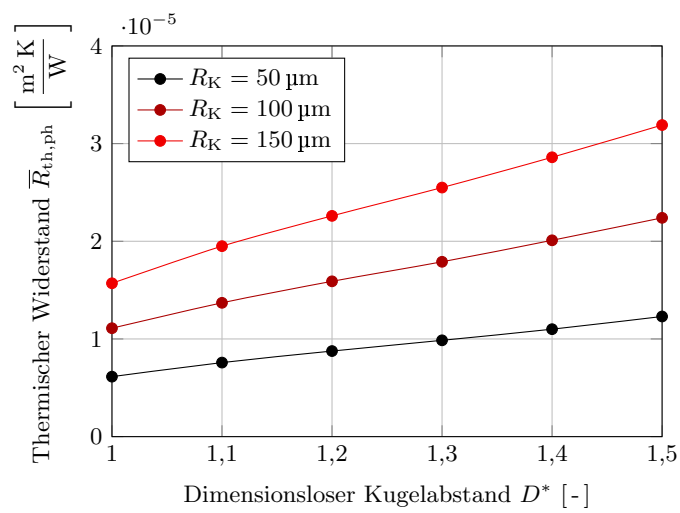


Abbildung 3.18.: Gemittelter thermischer Widerstand abhängig von Kugelabstand und -radius für $T_d = 400 \text{ K}$ und $\gamma = 45^\circ$.

3.2. Ein recheneffizienter Ansatz zur Simulation von Heatpipes

Die Simulation von Heatpipes innerhalb eines Systemverbunds erfordert recheneffiziente und robuste Modellierungsansätze, die das thermische Verhalten hinreichend genau abbilden. In diesem Abschnitt wird daher ein Modell entwickelt, das sowohl die Heatpipe-Wand, die Kapillarstruktur als auch den Dampfraum als Wärmeleitungsproblem beschreibt. Der Verdampfungswiderstand wird dabei mithilfe des in Kap. 3.1 entwickelten Datensatzes berücksichtigt. Darüber hinaus spielt die effektive Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{d,\text{eff}}$ des Dampfraums eine entscheidende Rolle, da diese sowohl vom Temperatur- als auch vom Geschwindigkeitsfeld der Dampfströmung abhängt. Zunächst wird daher ein analytischer Ansatz zur Berechnung von $\lambda_{d,\text{eff}}$ hergeleitet, der neben temperaturabhängigen Stoffdaten auch die auftretenden Strömungsverluste berücksichtigt. Abschließend wird das Modell validiert und zum Stand der Technik abgegrenzt. Es sei darauf hingewiesen, dass im Folgenden Ergebnisse referenziert werden, die bereits vorab in [74] veröffentlicht wurden.

3.2.1. Herleitung einer analytischen Berechnungsvorschrift für die effektive Wärmeleitfähigkeit des Dampfraums

Abb. 3.19 zeigt ein charakteristisches Dampf-Strömungsfeld im Verdampferabschnitt einer Heatpipe. u beschreibt darin die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der

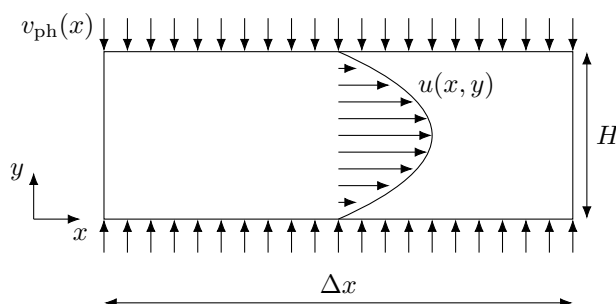


Abbildung 3.19.: Charakteristisches Dampf-Strömungsfeld im Verdampferabschnitt einer Heatpipe.

Hauptströmung. Die Verdampfung an der Flüssig-Dampf-Phasengrenze „ph“ induziert Geschwindigkeitskomponenten v senkrecht zur Hauptströmung. Unter Annahme einer homogenen Verteilung von Druck und Temperatur in y -Richtung ($\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$) kann die effektive Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{d,\text{eff}}$ des Dampfes mithilfe von Gl. (3.20) beschrieben werden.

$$\lambda_{d,\text{eff}} = -\dot{q}_{d,\text{eff}}'' \left(\frac{dT}{dx} \right)^{-1} = -\dot{q}_{d,\text{eff}}'' \left(\frac{dp}{dx} \right)^{-1} \frac{dp}{dT} \quad (3.20)$$

In den obigen Gleichungen beschreibt $\dot{q}_{d,\text{eff}}''$ die durch den Dampf übertragende Wärmestromdichte in Hauptströmungsrichtung. $\dot{q}_{d,\text{eff}}''$ kann mithilfe von Gl. (3.21) berechnet werden, wobei \bar{u} als flächengemittelte Geschwindigkeit in x -Richtung definiert wird.

$$\dot{q}_{d,\text{eff}}'' = \bar{u}\rho_d\Delta h_v \quad (3.21)$$

Die axiale Reynolds-Zahl Re und die Hagen-Zahl Hg werden im Folgenden mithilfe der charakteristischen Länge L^* berechnet. Bei zylindrischen Heatpipes ist L^* als Radius des Dampfkerns definiert, bei flachen Heatpipes entspricht L^* der Höhe des Strömungskanals.

$$Re = \frac{\rho_d\bar{u}L^*}{\eta_d} \quad (3.22)$$

$$Hg = -\frac{\rho_d L^{*3}}{\eta_d^2} \frac{dp}{dx} \quad (3.23)$$

Aufgrund des stetigen Kontakts mit der Phasengrenze wird der Dampf für alle x als gesättigt angenommen. $\frac{dp}{dT}$ kann folglich mithilfe der Clausius-Clapeyron-Gl. (2.29) berechnet werden:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{dp_{\text{sat}}}{dT} = \frac{\Delta h_v \rho_d}{T} \quad (3.24)$$

Einsetzen der Gln. (3.21) - (3.24) in Gl. (3.20) ergibt schließlich einen geschlossenen Ausdruck zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit des Dampfkerns:

$$\lambda_{d,\text{eff}} = \frac{\Delta h_v^2 \rho_d^2 L^{*2}}{\eta_d T \frac{Hg}{Re}} \quad (3.25)$$

Unter der Annahme von Sättigungsbedingungen hängen die Stoffdaten Δh_v , ρ_d und η_d lediglich von der Dampftemperatur ab. Diese Größen werden in den nachfolgend beschriebenen Simulationen daher aus Lookup-Tabellen interpoliert, die mithilfe von NIST REFPROP v9.0 [102] erstellt wurden. Das Verhältnis von Hagen- zu Reynolds-Zahl $\frac{Hg}{Re}$ verbleibt folglich als einzige Unbekannte in Gl. (3.25). Für Poiseuille-Strömungen zwischen parallelen Platten und Hagen-Poiseuille-Strömungen innerhalb kreisrunder Rohre berechnet sich $\frac{Hg}{Re}$ zu 12 beziehungsweise zu 8². Unter diesen Randbedingungen und der Modellierung des Dampfes als ideales Gas entspricht Gl. (3.25) den in [68] vorgeschlagenen Ausdrücken zur Berechnung von $\lambda_{d,\text{eff}}$ (siehe Gln. (2.38a) bzw. (2.38b)). Abb. 3.20 zeigt den Verlauf der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{d,\text{eff}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur für eine Spaltströmung mit $L^* = 0,7 \text{ mm}$ und $\frac{Hg}{Re} = 12$. Der dargestellte, monoton steigende Verlauf ist im Wesentlichen auf die starke Temperaturabhängigkeit der Sattdampfdichte zurückzuführen, welche nach Gl. (3.25) quadratisch in die Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit eingeht. Aufgrund der Geschwindigkeitskomponenten v_{ph} senkrecht zur Hauptströmungsrichtung (siehe Abb. 3.19) unterscheidet sich das Strömungsprofil innerhalb von Heatpipes jedoch signifikant von einer (Hagen-)Poiseuille-Strömung. Mehrere wissenschaftliche Beiträge liefern analytische Berechnungsvorschriften für die entsprechenden Geschwindigkeits- und Druckverteilungen

²Für eine detaillierter Herleitung siehe Kap. A.2

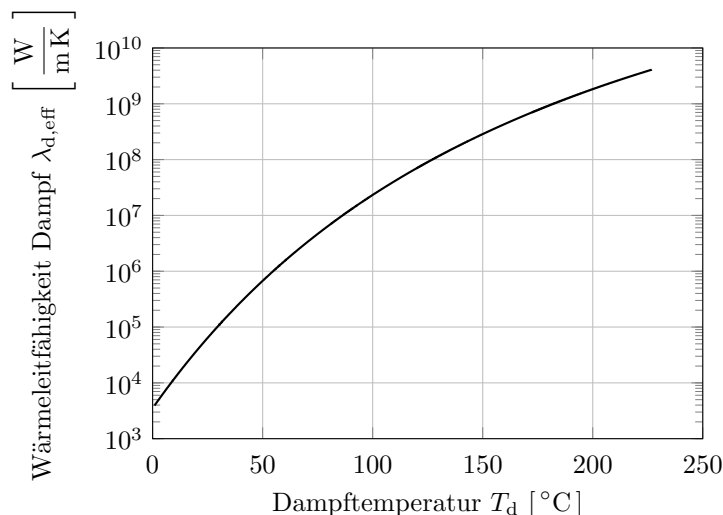


Abbildung 3.20.: Verlauf der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit für eine Spaltströmung mit $\frac{Hg}{Re} = 12$ und $L^* = 0,7$ mm. Grundlage für die Berechnung: Gl. (3.25).

unter der Annahme von $v_{ph} = \text{const.}$ Die Veröffentlichungen, die zumeist aus Zeiten vor moderner digitaler Datenverarbeitung stammen, decken dabei unterschiedliche Strömungsgeometrien und Einströmbedingungen ab: Berman [105], Yuan [106] und Chellam et al. [107] untersuchten Spaltströmungen unter symmetrischen sowie asymmetrischen Einströmbedingungen. Darüber hinaus untersuchte Yuan die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb von Rohrströmungen mit einer rotationssymmetrischen Verteilung von v_{ph} [108]. In jeder dieser Arbeiten wurde eine Stromfunktion in Kombination mit einer Reihenentwicklung verwendet, um selbstähnliche Sätze von Differentialgleichungen zu lösen. Dabei wurde entweder ein vernachlässigbares v_{ph} ($Re_{\perp} \approx 0$) oder ein dominierender Einfluss von v_{ph} auf das Strömungsfeld ($Re_{\perp}^{-1} \approx 0$) angenommen. Re_{\perp} ist definiert als die orthogonale Reynolds-Zahl und ist damit ein Maß für die Geschwindigkeit v_{ph} an der Phasengrenze:

$$Re_{\perp} = \frac{\rho_d v_{ph} L^*}{\eta_d} \quad (3.26)$$

v_{ph} kann mithilfe der zugehörigen Wärmestromdichte \dot{q}_{ph}'' durch die Phasengrenze berechnet werden. Analog zu Kap. 3.1 nimmt \dot{q}_{ph}'' positive Werte bei Verdampfung und negative Werte bei Kondensation an.

$$v_{ph} = \frac{\dot{q}_{ph}''}{\rho_d \Delta h_v} \quad (3.27)$$

Re_{\perp} lässt sich schließlich mithilfe von Gl. (3.28) berechnen:

$$Re_{\perp} = \frac{\dot{q}_{ph}'' L^*}{\Delta h_v \eta_d} \quad (3.28)$$

Wie bereits erwähnt basieren die oben genannten Veröffentlichungen auf einem gemeinsamen Ansatz zur Lösung des Strömungsfelds. Damit lässt sich der Druckunterschied zwischen $x = 0$ und einer beliebigen Stelle x unabhängig von der Geometrie und den Einströmbedingungen formulieren:

$$p(0) - p(x) = \frac{\rho_d \bar{u}_0^2}{Re_0} \left(\xi \frac{x}{L^*} + \frac{Re_{\perp}}{Re_0} \frac{x^2}{L^{*2}} \right) \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i \quad (3.29)$$

In der obigen Gleichung beschreibt ξ einen Parameter, der sowohl von der Strömungsgeometrie als auch von den Einströmbedingungen abhängt. Die Größen $\mu_{s,i}$ sind Lösungsparameter der zugrundeliegenden Reihenentwicklungen. Darüber hinaus beziehen sich alle mit „0“ indizierten Größen auf den Koordinatenursprung $x = 0$ (z.B. $\bar{u}_0 = \bar{u}(x = 0)$). Zur Berechnung des Druckgradienten $\frac{dp}{dx}$ wird Gl. (3.29) nach x differenziert:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\rho_d \bar{u}_0^2}{Re_0} \frac{1}{L^*} \left(\xi + 2 \frac{Re_{\perp}}{Re_0} \frac{x}{L^*} \right) \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i \quad (3.30)$$

Gl. (3.30) ermöglicht nun die Berechnung des Druckgradienten innerhalb von Rohr- und Spaltströmungen an einer beliebigen Stelle x für $v_{ph} = \text{const.}$ Um $\frac{dp}{dx}$ positionsunabhängig berechnen zu können und eine Übertragbarkeit des Berechnungsansatzes auf Heatpipeströmungen zu ermöglichen, wird x durch Gl. (3.31) substituiert:

$$x = \frac{Re - Re_0}{2Re_{\perp}} L^* \quad (3.31)$$

Die obige Gleichung gilt sowohl für kreisrunde als auch für rechteckige Strömungsquerschnitte und ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung $\bar{u} = \bar{u}_0 + 2 \frac{x}{L^*} v_{ph}$. Daraus folgt:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\rho_d \bar{u}_0^2}{Re_0} \frac{1}{L^*} \left(\xi + \frac{Re}{Re_0} - 1 \right) \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i \quad (3.32)$$

Durch Einsetzen der Gln. (3.22) und (3.23) lässt sich nun Gl. (3.33) formulieren:

$$\frac{Hg}{Re} = \left(1 + (1 - \xi) \frac{Re_0}{Re} \right) \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i \quad (3.33)$$

Da Heatpipes an ihren beiden Enden ($x = 0$ und $x = L$) verschlossen sind, gilt $\bar{u}_0 = 0$ und damit $Re_0 = 0$. Dieser Zusammenhang führt schließlich zu einem vergleichsweise einfachen Ausdruck zur Berechnung des Verhältnisses von Hagen- zur Reynoldszahl:

$$\frac{Hg}{Re} = \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i \quad (3.34)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass die obige Gleichung unter Vernachlässigung von $\frac{dv_{ph}}{dx}$ hergeleitet wurde. Bei der Verwendung von Gl. (3.34) wird folglich implizit angenommen, dass der Einfluss von $\frac{dv_{ph}}{dx}$ auf $\frac{Hg}{Re}$ gegenüber dem Einfluss von v_{ph} vernachlässigbar

ist. Die Lösungsparameter $\mu_{s,i}$ können aus den oben genannten Veröffentlichungen [105–108] entnommen werden und hängen lediglich von Re_{\perp} , der Heatpipe-Geometrie und den Einströmbedingungen ab. Wie bereits zuvor erwähnt wurden die entsprechenden Berechnungen jedoch in Zeiten vor moderner digitaler Datenverarbeitung durchgeführt. Zahlenwerte für $\mu_{s,i}$ sind daher lediglich für $i \leq 2$ verfügbar. Aktuellere Studien zeigen jedoch, dass moderne Softwarelösungen wie Wolfram Mathematica entsprechende Reihenentwicklungen bis $i = 30$ ermöglichen [109]. Tab. 3.4 fasst die veröffentlichten Werte für $\mu_{s,i}$ zusammen. Es sei darauf hingewiesen, dass sich in der Literatur keine expliziten

Tabelle 3.4.: Übersicht der Lösungsparameter $\mu_{s,i}$ für zylindrische und flache Heatpipes (HP), kleine und große Re_{\perp} sowie verschiedene Betriebsbedingungen.

	$\mu_{s,0}$	$\mu_{s,1}$	$\mu_{s,2}$
Zylindrische HP, Hagen-Poiseuille Strömung (Kap. A.2)	8	0	0
Zylindrische HP, kleine Re_{\perp} [108]	8	6	$-\frac{44}{135}$
Zylindrische HP, große Re_{\perp} [108]	10,602	$\frac{\pi^2}{2}$	n/a
Flache HP, Poiseuille Strömung (Kap. A.2)	12	0	0
Flache HP, beidseitiger Wärmeeintrag, kleine Re_{\perp} [105]	12	$\frac{162}{35}$	n/a
Flache HP, beidseitiger Wärmeeintrag, große Re_{\perp} [106]	16,64	π^2	n/a
Flache HP, einseitiger Wärmeeintrag, kleine Re_{\perp} [107]	12	$\frac{81}{35}$	n/a

Angaben über etwaige Gültigkeitsgrenzen finden. Angelehnt an die Klassifizierung von Yuan [108] unterscheidet Tab. 3.4 daher lediglich zwischen kleinen $Re_{\perp} \lesssim 1$ und großen $Re_{\perp} \gtrsim 10$. Das Einsetzen von Gl. (3.34) in Gl. (3.25) führt schließlich zu Gl. (3.35), die zusammen mit Tab. 3.4 eine Berechnung der lokalen effektiven Wärmeleitfähigkeit des Dampfraums ermöglicht:

$$\lambda_{d,\text{eff}} = \frac{\Delta h_v^2 \rho_d^2 L^{*2}}{\eta_d T \sum_{i=0}^n \mu_{s,i} Re_{\perp}^i} \quad (3.35)$$

3.2.2. Modellvalidierung

In diesem Abschnitt wird zunächst die hergeleitete Gleichung (3.34) zur Berechnung von $\frac{Hg}{Re}$ mithilfe detaillierter CFD-Simulationen validiert. Darauf aufbauend findet sich schließlich die Validierung des finalen Wärmeleitungsmodells anhand einer Heatpipe, die in bestehender Literatur sowohl numerisch als auch experimentell charakterisiert wurde.

Validierung der analytischen Druckberechnung

Im Folgenden wird Gl. (3.34) zur Berechnung von $\frac{Hg}{Re}$ anhand detaillierter 2D-CFD-Simulationen unter der Annahme einer stationären, laminaren und inkompressiblen Strömung validiert. Abb. 3.21 zeigt das dafür definierte Rechengebiet sowie die zugehörigen Randbedingungen. Die Validierung wird exemplarisch an einer durchströmten Kanal-

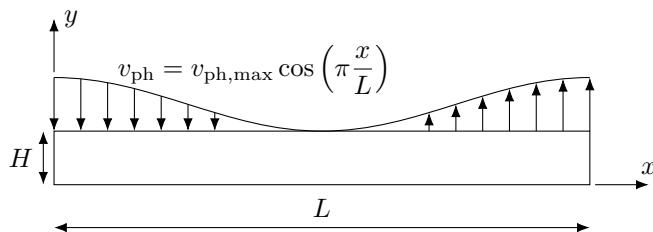


Abbildung 3.21.: Rechengebiet und Randbedingungen des Simulationsmodells zur Validierung der analytisch hergeleiteten Berechnungsvorschrift (3.34) für $\frac{Hg}{Re}$.

geometrie durchgeführt, die sich vollständig durch ihre Höhe H und ihre Länge L beschreiben lässt. Beim Betrieb einer Heatpipe unter stationären Randbedingungen erreicht v_{ph} typischerweise sein positives Maximum im Verdampferabschnitt bei $x = 0$ und sein negatives Maximum im Kondensator bei $x = L$ (siehe auch Abb. 3.42). Um die daraus resultierende Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Dampfraums entsprechend zu berücksichtigen, wird eine kosinusförmige Geschwindigkeitsrandbedingung an der oberen Kanalwand vorgegeben. Bei $y = H$ wird das Geschwindigkeitsfeld daher durch die Gl. (3.36a) und (3.36b) beschrieben. Darüber hinaus wird an den übrigen Wänden die Stokessche Haftbedingung $\vec{v} = \vec{0}$ vorgegeben (vgl. Gl. (3.36c)).

$$v(y = H) = -v_{ph} = -v_{ph,max} \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) \quad (3.36a)$$

$$u(y = H) = 0 \quad (3.36b)$$

$$u = v = 0 \text{ für } y = 0, x = 0 \text{ und } y = L \quad (3.36c)$$

Basierend auf Gl. (3.36a) lässt sich der Verlauf der orthogonalen Reynolds-Zahl mithilfe von Gl. (3.37) beschreiben:

$$Re_{\perp} = Re_{\perp,max} \cos\left(\pi \frac{x}{L}\right) \quad (3.37)$$

Aus Abb. 3.21 und Gl. (3.36a) wird ersichtlich, dass der kosinusförmige Verlauf von v_{ph} zu einem Einströmen im Bereich $x < \frac{L}{2}$ und zum Ausströmen für $x > \frac{L}{2}$ führt. Zur weiteren Analyse wird das dimensionslose Seitenverhältnis $H^* = \frac{H}{L}$ des Dampfkerens eingeführt, das für typische Heatpipes meist zwischen $H^* = 0,005$ und $H^* = 0,05$ liegt [33, 47, 68, 110]. Um den Einfluss dieses Seitenverhältnisses auf das Strömungsfeld zu berücksichtigen, wurden alle Simulationen sowohl für $H^* = 0,005$ als auch für $H^* = 0,05$ durchgeführt. Darüber hinaus wird die Berechnungsvorschrift für $\frac{Hg}{Re}$ ausschließlich anhand dimensionsloser Größen validiert, um eine Gültigkeit unabhängig von den absoluten Abmessungen der Heatpipe sicherzustellen. Zur Lösung des Strömungsfelds wurde erneut die Software Simcenter STAR-CCM+³ von Siemens verwendet. Wie

³v2020.2.1, Double Precision

bereits in Kap. 3.1 erwähnt, erfordert STAR-CCM+ die Vorgabe dimensionsbehafteter Stoffeigenschaften. Die Dichte und dynamische Viskosität des strömenden Fluids wurden daher exemplarisch zu 1 kg/m^3 und 1 mPa s angenommen. Aufgrund der dimensionslosen Betrachtungsweise ist die Wahl der Fluideigenschaften jedoch irrelevant und hat keinen Einfluss auf die Ergebnisse. Das verwendete Rechengitter setzt sich aus polyedrischen Zellen zusammen und wurde mithilfe des STAR-CCM+-eigenen „Polyhedral Mesher“ erstellt. Zum Nachweis der Netzunabhängigkeit zeigt Abb. 3.22 den dimensionslosen Druckverlust $\frac{\Delta p}{L} \frac{H^3 \rho}{\eta^2}$ für unterschiedliche Netzdichten (vgl. Ähnlichkeit zur Definition von Hg in Gl. (3.23)). Unter Berücksichtigung der Gesamtanzahl N_Z numerischer Zellen ist dabei die Netzdichte $\sqrt{H^* N_Z}$ ein Maß für die Diskretisierung in y -Richtung. Aus

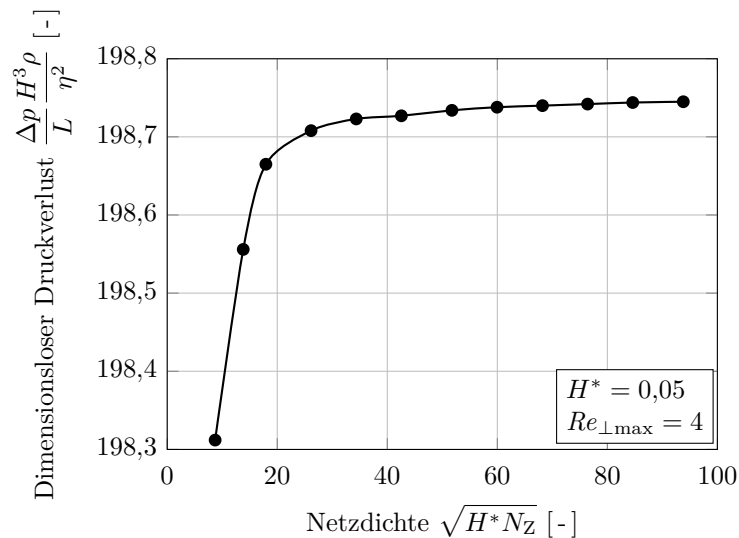


Abbildung 3.22.: Netzkonzvergenzstudie: Verlauf des dimensionslosen Druckverlusts in Abhängigkeit von der Netzdichte.

Gl. (3.36a) wird ersichtlich, dass für kleine L und damit große H^* vergleichsweise hohe Änderungsraten $\frac{dv_{ph}}{dx}$ zu erwarten sind. Um diesen Einfluss zu berücksichtigen, wurde die Netzkonzvergenzstudie mit $H^* = 0,05$ und $Re_{\perp max} = 4$ durchgeführt. Erwartungsgemäß ist bei zunehmender Netzverfeinerung ein asymptotischer Verlauf des dimensionslosen Druckverlusts zu beobachten. Für Netzdichten größer als 60 ist eine Änderung von $\frac{\Delta p}{L} \frac{H^3 \rho}{\eta^2}$ um weniger als 0,01 % zu beobachten, sodass von einer Netzunabhängigkeit der Lösung ausgegangen wird. Alle folgenden Untersuchungen wurden daher unter Nutzung eines Rechengitters durchgeführt, das durch $\sqrt{H^* N_Z} = 60$ charakterisiert ist. Um schließlich die entwickelte Berechnungsvorschrift für $\frac{Hg}{Re}$ zu validieren, wurde das Strömungsfeld für unterschiedliche $Re_{\perp max}$ und H^* gelöst. Abb. 3.23 zeigt den berechneten Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ in Abhängigkeit von der dimensionslosen x -Position $\frac{x}{L}$. Als Referenz ist zudem der konstante Verlauf $\frac{Hg}{Re} = 12$ einer Poiseuille-Strömung dargestellt. Für die beiden betrachteten Seitenverhältnisse $H^* = 0,05$ und $H^* = 0,005$ wurde das Bestimmtheitsmaß des

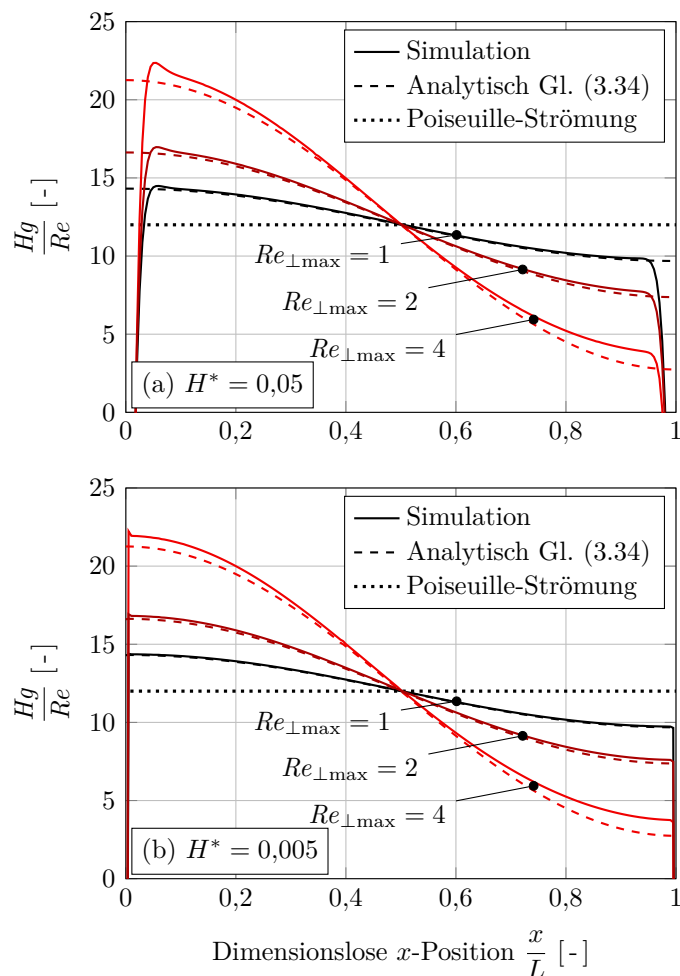


Abbildung 3.23.: Validierung der entwickelten Berechnungsvorschrift für $\frac{H_g}{Re}$: Vergleich der analytisch berechneten Ergebnisse mit dem simulativ ermittelten Verlauf von $\frac{H_g}{Re}$ in Abhängigkeit von der dimensionslosen x -Position $\frac{x}{L}$.

Modells im Intervall $0,1 \leq \frac{x}{L} \leq 0,9$ zu $Re^2 > 0,993$ berechnet. Besonders soll an dieser Stelle die gute Übereinstimmung bei $\frac{x}{L} = 0,5$ hervorgehoben werden: Die eingangs getroffene Annahme, dass $\frac{dv_{ph}}{dx}$ gegenüber den anderen Termen vernachlässigbar ist, kann folglich als validiert angenommen werden, da die Änderungsrate der Geschwindigkeit v_{ph} an der Phasengrenze in der Mitte des Rechengebiets am größten ist. In den Randbereichen bei $\frac{x}{L} = 0$ und $\frac{x}{L} = 1$ fällt jedoch auf, dass die numerischen Ergebnisse gegen $-\infty$ laufen, während Gl. (3.34) endliche Grenzwerte vorhersagt: Die Stokesche Haftbedingung (siehe Gl. (3.36c)) beeinflusst das Geschwindigkeitsprofil in der Nähe der vertikalen Wände und führt zu Hagen-Zahlen $H_g \neq 0$. Aus Abb. 3.23(b) wird deutlich, dass dieser Effekt für vergleichsweise kleine H^* eine untergeordnete Rolle für den Verlauf von $\frac{H_g}{Re}$ spielt. Im Gegensatz dazu kann die Geometrie der Heatpipe-Enden für untypisch große

Seitenverhältnisse mit $H^* \gg 0,05$ einen signifikanten Einfluss auf das Geschwindigkeits- und Druckfeld der Dampfströmung haben. Für typische Heatpipe-Designs mit $H^* < 0,05$ kann der Einfluss der vertikalen Wände auf $\frac{Hg}{Re}$ jedoch vernachlässigt werden.

Validierung des thermischen Modells

Im Folgenden wird das entwickelte thermische Modell anhand experimenteller Daten von Prasher [68] validiert. Prasher führte Temperaturmessungen an einer flachen Heatpipe durch, deren Geometrie in Abb. 3.24 dargestellt ist. Die Heatpipe ist 130 mm lang,

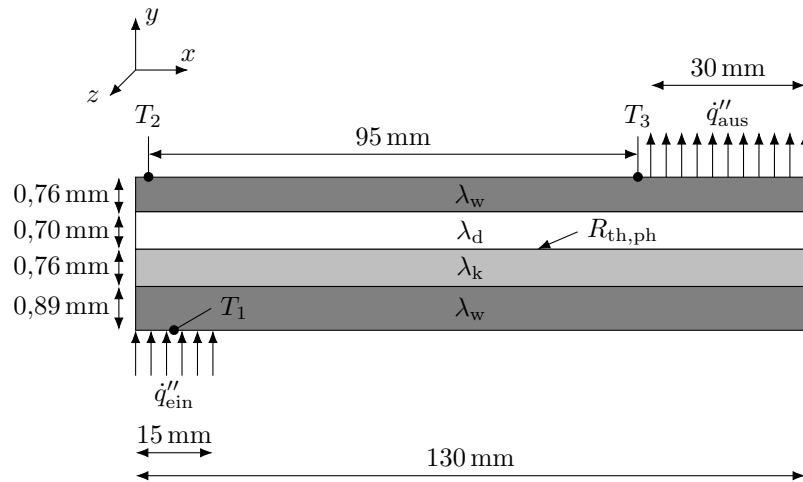


Abbildung 3.24.: Geometrie und Randbedingungen der in [68] experimentell charakterisierten Heatpipe.

3,11 mm hoch, 20 mm breit und nutzt destilliertes Wasser als Arbeitsmedium. Die Dicke der unteren Wand, der Kapillarstruktur, des Dampfraums und der oberen Wand beträgt jeweils 0,89 mm, 0,76 mm, 0,7 mm und 0,76 mm. Der Transport des flüssigen Arbeitsmediums vom Kondensator- zurück zum Verdampferabschnitt wird mithilfe einer gesinterten Kupferstruktur realisiert, die auf der unteren Wand aufgebracht ist und eine effektive Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_k = 22 \text{ W/mK}$ aufweist. Analog zum experimentellen Aufbau wird im verwendeten thermischen Modell die Wärmestromdichte \dot{q}''_{ein} auf eine 15 mm lange Fläche an der Heatpipe-Unterseite aufgeprägt. Die Wärmeabfuhr fand im Experiment mithilfe eines auf einem Rippenkühlkörper montierten Lüfters statt. Unter Annahme eines konstanten Wärmeübergangskoeffizienten α_K entlang des Kondensators wird die abgeführte Wärmestromdichte \dot{q}''_{aus} daher als konvektive Randbedingung mithilfe von Gl. (3.38) modelliert:

$$\dot{q}''_{\text{aus}} = \alpha_K (T - T_{\text{ref}}) \quad (3.38)$$

In der obigen Gleichung beschreibt T_{ref} erneut eine als konstant angenommene Referenztemperatur von 20°C . Darüber hinaus finden sich in Abb. 3.24 die Positionen der

verwendeten Thermoelemente T_1 , T_2 und T_3 , die im Experiment zur Bestimmung unterschiedlicher Kenngrößen, wie zum Beispiel der mittleren Dampftemperatur \bar{T}_d genutzt wurden:

$$\bar{T}_d = \frac{T_2 + T_3}{2} \quad (3.39)$$

In Prashers experimentellen Untersuchungen wurde die mittlere Dampftemperatur durch Variation der Lüfterdrehzahl gesteuert. Analog dazu kann \bar{T}_d im entwickelten Wärmeleitungsmodell mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten α_K eingestellt werden. Zur Berechnung von Re_\perp muss die Wärmestromdichte \dot{q}''_{ph} durch die Phasengrenze bestimmt werden (siehe Gl. (3.28)). Aufgrund der asymmetrischen Heatpipegeometrie und Randbedingungen finden Verdampfung und Kondensation an den jeweils gegenüberliegenden Seiten des Dampfkerns statt. Re_\perp wird daher für alle Positionen $x \leq 65$ mm an der Dampfunterseite und für $x > 65$ mm an der Oberseite des Dampfkerns ausgewertet. Zur weiteren Diskussion und analog zu [68] werden sowohl der axiale Wärmewiderstand θ_d des Dampfkerns als auch der Verdampfungswiderstand θ_V eingeführt:

$$\theta_d = \frac{T_2 - T_3}{\dot{Q}_{ein}} \quad (3.40a)$$

$$\theta_V = \frac{T_1 - T_2}{\dot{Q}_{ein}} \quad (3.40b)$$

Wie bereits einleitend erwähnt wird der thermische Widerstand $R_{th,ph}$ an der Phasengrenze aus dem in Kap. 3.1 vorgestellten Datensatz interpoliert. Prasher spezifiziert in seiner Veröffentlichung [68] jedoch weder die Porosität ε noch die mittlere Korngröße R_K der Kapillarstruktur. Um dennoch sinnvolle Wertebereiche für $R_{th,ph}$ bestimmen zu können, wird ε zu 0,5 und R_K zu 100 μm angenommen. Da der Kontaktwinkel γ zwischen dem flüssigen Arbeitsmedium und der Kapillarstruktur wesentlich von der Oberflächenrauigkeit abhängt [104], wird γ als Parameter zur Modellkalibrierung verwendet. Abb. 3.25 zeigt Simulationsergebnisse für den Verlauf des thermischen Widerstands θ_V im Verdampferteil der Heatpipe in Abhängigkeit von dem Kontaktwinkel γ . In den zugehörigen Simulationen wurde der in [68] untersuchte Betriebspunkt abgebildet, der durch einen Wärmestrom $\dot{Q}_{ein} = 10$ W und eine mittlere Dampftemperatur von $\bar{T}_d = 80$ °C charakterisiert ist. Wie bereits in Kap. 3.1 beschrieben, führen große Kontaktwinkel zu vergleichsweise kleinen Dünnschichtflächen und somit zu einer Steigerung des thermischen Widerstands θ_V des Heatpipe-Verdampferabschnitts. Zum Vergleich ist in Abb. 3.25 zusätzlich der für den betrachteten Betriebspunkt experimentell bestimmte Verdampferwiderstand von $\theta_V = 0,162$ K/W dargestellt. Die zugehörige Messunsicherheit wird darin durch die grau eingefärbten Fläche zwischen $\theta_V = 0,157$ K/W und $\theta_V = 0,168$ K/W repräsentiert. Für Kontaktwinkel zwischen 45° und 60° zeigt dieser Bereich eine gute Übereinstimmung mit dem simulierten Verlauf von θ_V . Der schraffierte Bereich in Abb. 3.25 repräsentiert darüber hinaus die Messergebnisse von Hong et al. [104], die Kontaktwinkel zwischen Kupfer und Wasser experimentell zu $73^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ$ bestimmt haben.⁴ Diese Werte liegen jedoch außerhalb des zuvor identifizierten Kontaktwinkel-Intervalls von $45^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$. Mögliche Erklärungen für diese

⁴Für polierte Oberflächen mit Rauigkeiten unter 8 μm .

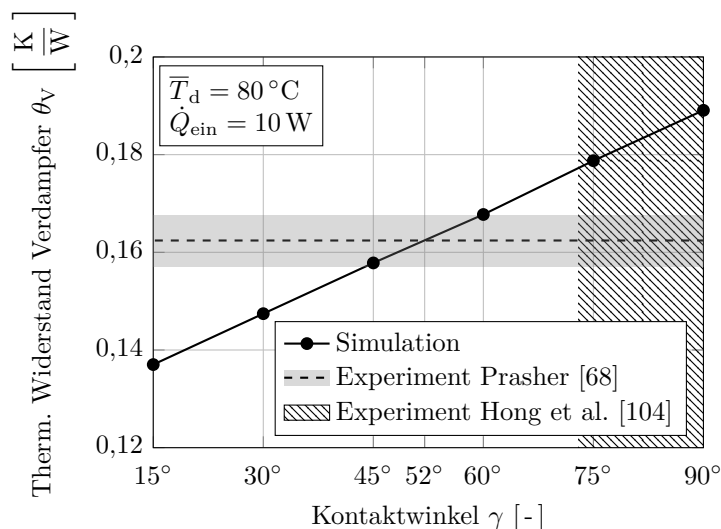


Abbildung 3.25.: Vergleich der simulierten thermischen Widerstände θ_V mit den experimentellen Daten von Prasher [68] und Hong et al. [104] für verschiedene Kontaktwinkel.

Diskrepanz liegen in Inhomogenitäten der Korngröße, -form oder -verteilung der gesinterten Kapillarstruktur. Die Ergebnisse bestätigen, dass γ für die vorliegende Heatpipe eher als Kalibrierungsparameter anstelle eines universellen und omnipräsenten Kontaktwinkels an ideal kugelförmigen Sinterpartikeln verstanden werden sollte. Bei allen im Folgenden beschriebenen Simulationen wurde daher ein Kontaktwinkel von $\gamma = 52^\circ$ zur Berechnung des thermischen Widerstands $R_{th,ph}$ an der Phasengrenzfläche verwendet. Abb. 3.26 zeigt schließlich den resultierenden Verlauf von $R_{th,ph}$ abhängig von der Dampftemperatur. Zum Vergleich sind zudem die entsprechenden Verläufe für $\gamma = 45^\circ$ und 60° sowie für die aus Hong et al. [104] erwarteten Kontaktwinkel zwischen 73° und 90° dargestellt. Wie bereits ausführlich in Kap. 3.1 diskutiert sinkt $R_{th,ph}$ monoton mit steigender Dampftemperatur: Bei einer Steigerung von T_d von 7°C auf 127°C zeigen die Daten eine Abnahme des thermischen Widerstands an der Phasengrenze um den Faktor 2,6. Zur Validierung des in diesem Abschnitt entwickelten thermischen Modells wird, analog zu den Ausführungen in [68], der dimensionslose thermische Widerstand des Dampfkerns Θ_d eingeführt. Die vorgenommene Normierung ermöglicht zudem eine Ergebnisdiskussion unabhängig vom verwendeten Kontaktwinkel.

$$\Theta_d = \frac{\theta_d(\bar{T}_d)}{\theta_d(\bar{T}_d = 55^\circ\text{C})} \quad (3.41)$$

Um zunächst die Abhängigkeit des thermischen Widerstands θ_d bei $\bar{T}_d = 55^\circ\text{C}$ von \dot{Q}_{ein} zu quantifizieren, wurden Simulationen für unterschiedliche Wärmeströme durchgeführt: Bei einer Steigerung von $\dot{Q}_{ein} = 10\text{ W}$ auf 40 W ist ein Anstieg des thermischen Widerstands des Dampfkerns von $8,77 \cdot 10^{-3}\text{ K/W}$ auf $9,18 \cdot 10^{-3}\text{ K/W}$ zu beobachten. Der

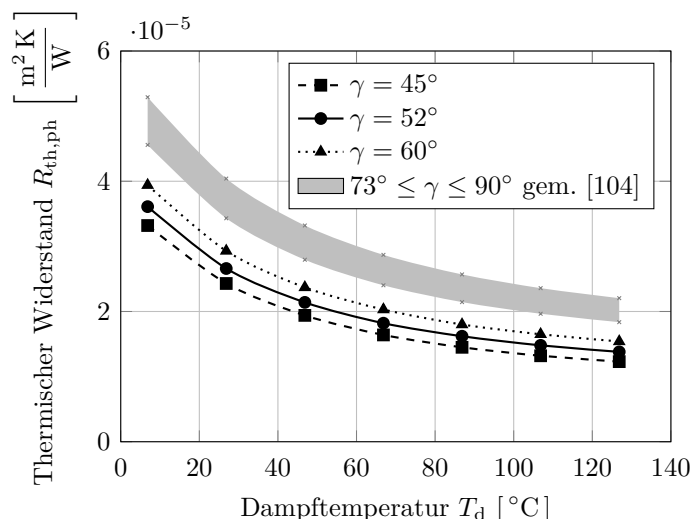


Abbildung 3.26.: Verlauf des thermischen Widerstands an der Phasengrenze für die betrachtete Heatpipe in Abhängigkeit von der Dampftemperatur.

gesteigerte Wärmeeintrag führt nach Gl. (3.28) unmittelbar zu einer Erhöhung von Re_{\perp} , nach Gl. (3.35) damit zu einer verringerten effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit und erklärt folglich den Anstieg von θ_d . Durch die dimensionslose Formulierung in Gl. (3.41) ist Θ_d jedoch unabhängig vom zugeführten Wärmestrom. In Abb. 3.27 ist schließlich der berechnete Verlauf von Θ_d in Abhängigkeit von der gemittelten Dampftemperatur \bar{T}_d dargestellt. Zur Bewertung und Validierung des in diesem Abschnitt entwickelten thermischen Modells zeigt Abb. 3.27 zudem die von Prasher [68] experimentell ermittelten Daten. Sowohl die numerischen als auch die experimentellen Ergebnisse zeigen eine starke Abhängigkeit des dimensionslosen thermischen Dampf-Widerstands von der mittleren Dampftemperatur. Mit steigenden \bar{T}_d nimmt Θ_d ab und nähert sich asymptotisch dem Wert Null; zwischen $\bar{T}_d = 30^\circ\text{C}$ und $\bar{T}_d = 55^\circ\text{C}$ ist beispielsweise ein Abfall von Θ_d um circa 90% zu beobachten. Der beschriebene Verlauf lässt sich maßgeblich auf das Verhalten der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{d,\text{eff}}$ zurückführen, die eine stark positive Temperaturabhängigkeit aufweist (siehe Abb. 3.20). Der berechnete Verlauf von Θ_d stimmt sowohl qualitativ als auch quantitativ gut mit den experimentellen Daten überein. Darüber hinaus wurden die auftretenden orthogonalen Reynoldszahlen berechnet, die in keinem der betrachteten Betriebspunkte einen Wert von $|Re_{\perp}| = 3,7$ übersteigen und damit ausschließlich innerhalb des zuvor validierten Bereichs liegen. Das entwickelte Heatpipe-Simulationsmodell wird daher als validiert angenommen und im Folgenden zum Stand der Technik abgegrenzt.

3.2.3. Vergleich der Simulationsmethodik mit dem Stand der Technik

Im Folgenden wird das zuvor entwickelte und kalibrierte Modell mit dem Simulationsansatz von Prasher [68] verglichen, welcher den Stand der Technik zur wärmeleitungsbasier-

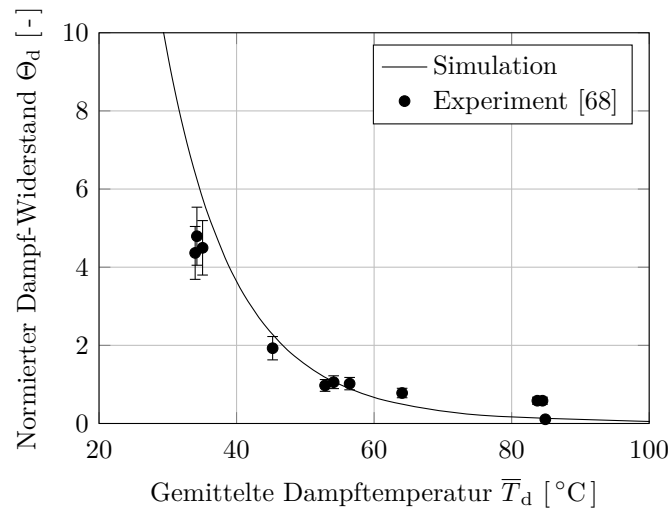


Abbildung 3.27.: Simulationsergebnisse und experimentelle Daten für den normierten thermischen Widerstand des Dampfkerns abhängig von der mittleren Dampftemperatur.

ten Heatpipesimulation repräsentiert (siehe Kap. 2.2.4). Die wesentlichen Unterschiede sind nachstehend zusammengefasst:

- Wie bereits erwähnt entwickelte Prasher eine zu Gl. (3.25) ähnliche Berechnungsvorschrift für $\lambda_{d,\text{eff}}$. Der Druckgradient wurde jedoch unter der Annahme einer Poiseuille-Strömung ermittelt, sodass der Einfluss von Verdampfung und Kondensation auf die effektive Dampf-Wärmeleitfähigkeit nicht berücksichtigt werden kann.
- In dem von Prasher entwickelten Modell werden die Stoffdaten Δh_v , ρ_d und η_d mithilfe der mittleren Dampftemperatur berechnet. Im Gegensatz zu dem in dieser Arbeit entwickelten Ansatz kann der Einfluss lokaler Temperaturinhomogenitäten auf die effektive Dampf-Wärmeleitfähigkeit folglich nicht abgebildet werden.
- Das Wärmeleitungsmodell von Prasher sieht an der Grenzfläche zwischen Kapillarstruktur und Dampfkern keinen thermischen Widerstand vor. Der in Kap. 3.1 quantifizierte Verdampfungs- und Kondensationswiderstand an der Phasengrenze $R_{\text{th,ph}}$ wird daher vernachlässigt.

Um die Auswirkungen der aufgezeigten Unterschiede auf die Güte der Simulationsergebnisse zu quantifizieren, wurde die in Abb. 3.24 dargestellte Heatpipe sowohl mit dem Modell von Prasher als auch mit dem in dieser Arbeit entwickelten Ansatz simuliert. Nach Tab. 3.4 zeichnet sich die Strömung innerhalb der betrachteten flachen Heatpipe

mit einseitigem Wärmeein- und -austrag durch $\mu_{s,0} = 12$ und $\mu_{s,1} = \frac{81}{35}$ aus. Zusammen mit Gl. (3.28) ergibt sich daher folgende Berechnungsvorschrift für $\frac{Hg}{Re}$:

$$\frac{Hg}{Re} = 12 + \frac{81}{35} \frac{\dot{q}_{\text{ph}}'' H}{\Delta h_v \eta_d} \quad (3.42)$$

Alle Simulationen wurden für einen Wärmestrom von $\dot{Q}_{\text{ein}} = 40 \text{ W}$, eine mittlere Dampftemperatur von $\bar{T}_d = 20^\circ\text{C}$ und eine Referenztemperatur von $T_{\text{ref}} = 10^\circ\text{C}$ durchgeführt. Abb. 3.28 zeigt den berechneten Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ in x -Richtung. Zum Vergleich ist zudem die Konstante $\frac{Hg}{Re} = 12$ dargestellt, die sich aus Prashers Annahme einer Poiseuille-Strömung ergibt (siehe Kap. A.2). Im Verdampferabschnitt der Heatpipe führt der Ver-

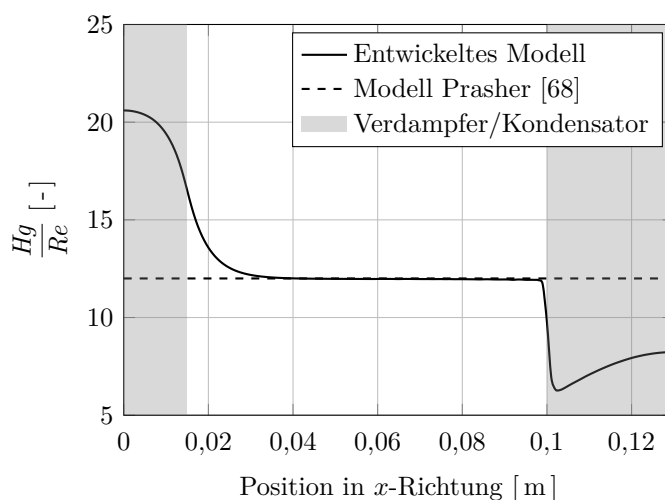


Abbildung 3.28.: Berechneter Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ in Abhängigkeit der axialen Position x . Zum Vergleich ist zudem die Konstante $\frac{Hg}{Re} = 12$ dargestellt, die sich aus Prashers Annahme einer Poiseuille-Strömung ergibt.

dampfungsstrom, welcher im Modell durch die Wärmestromdichte \dot{q}_{ph}'' repräsentiert wird, zu einer Überhöhung von $\frac{Hg}{Re}$. Verglichen mit einer Poiseuille-Strömung ist daher eine Abweichung um bis zu 72% zu beobachten. Im Gegensatz dazu führt Kondensation im gekühlten Teil der Heatpipe zu Werten, die um bis zu -48% von $\frac{Hg}{Re} = 12$ abweichen. Die zugehörigen orthogonalen Reynoldszahlen wurden für jede Position x zu $|Re_{\perp}| \leq 3,72$ berechnet und liegen damit erneut im zuvor validierten Bereich (siehe Abb. 3.21). Die implizit getroffene Annahme kleiner Re_{\perp} ist folglich hinreichend erfüllt. Darüber hinaus deutet der große Gradient von $\frac{Hg}{Re}$ bei $x \approx 0,1 \text{ m}$ auf einen starken Anstieg der Wärmestromdichte \dot{q}_{ph}'' durch die Phasengrenze hin: Während die vergleichsweise geringe Wärmeleitfähigkeit der Kapillarstruktur eine Temperaturspreizung innerhalb der unteren Wand begünstigt, führt der vernachlässigbare thermische Widerstand zwischen Dampfkern und Heatpipe-Oberseite zu einer stark inhomogenen Verteilung von Temperatur und Wärmestromdichte. Das Verhältnis von Hagen- zur Reynolds-Zahl wirkt sich

nach Gl. (3.25) direkt auf die effektive Wärmeleitfähigkeit des Dampfs aus. Zur Bewertung dieses Einflusses zeigt Abb. 3.29 den Verlauf von $\lambda_{d,\text{eff}}$ entlang der x -Achse. Wie

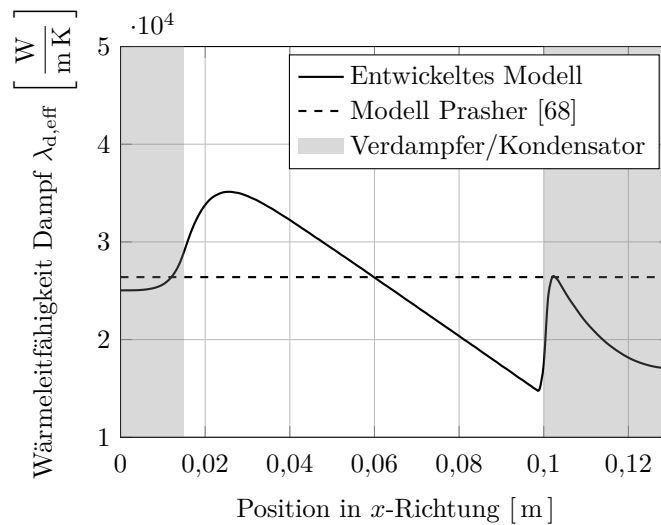


Abbildung 3.29.: Vergleich des simulierten Verlaufs von $\lambda_{d,\text{eff}}$ mit der Berechnung von Prasher [68].

bereits einleitend erwähnt wird $\lambda_{d,\text{eff}}$ in dem Modell von Prasher auf Basis der mittleren Dampftemperatur ermittelt. Im betrachteten Betriebspunkt ergibt sich daher eine konstante effektive Dampf-Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{d,\text{eff}} = 26\,400\text{ W/mK}$ über das komplette Dampfkontinuum. Im Gegensatz dazu verwendet das in dieser Arbeit entwickelte Modell die ortsabhängige Dampftemperatur zur Berechnung von $\lambda_{d,\text{eff}}$. In Kombination mit dem ungleichmäßigen Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ führt diese Temperaturabhängigkeit zu einer komplexen Verteilung von $\lambda_{d,\text{eff}}$: Im Verdampferabschnitt ist ein Anstieg der Wärmeleitfähigkeit auf bis zu $35\,200\text{ W/mK}$ zu beobachten, der sich auf den negativen Gradienten von $\frac{Hg}{Re}$ in diesem Bereich zurückführen lässt. Im adiabaten Bereich der Heatpipe ist für $0,026\text{ m} \leq x \leq 0,099\text{ m}$ eine monotone Abnahme von $\lambda_{d,\text{eff}}$ auf $14\,900\text{ W/mK}$ zu beobachten. Auffällig dabei ist der gleichzeitige, monotone Abfall der Dampftemperatur in diesem Bereich (siehe Abb. 3.30). Der negative Temperaturgradient allein würde jedoch nach Gl. (3.35) zu einem Anstieg der Wärmeleitfähigkeit führen. Für niedrige T_d ist die Dampfdichte ρ_d jedoch stark temperaturabhängig und überkompensiert diesen Effekt. Im Kondensatorbereich überwiegt die starke Abnahme von $\frac{Hg}{Re}$ und führt schließlich zu einem erneuten Anstieg der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit. Abb. 3.30 zeigt den resultierenden Temperaturverlauf innerhalb des Dampfkerns entlang der x -Achse. Beide Simulationsansätze sagen eine monotone Abnahme der Dampftemperatur über die Länge der Heatpipe voraus. Verglichen mit dem in [68] vorgeschlagenen Modell führt die gesteigerte Dampf-Wärmeleitfähigkeit zwischen $x = 0,013\text{ m}$ und $x = 0,06\text{ m}$ jedoch zu einer höheren Dampftemperatur in der adiabaten Zone. Durch die niedrigere Wärmeleitfähigkeit für $y > 0,06\text{ m}$ kehrt sich dieser Effekt im Kondensatorbereich der Heatpipe

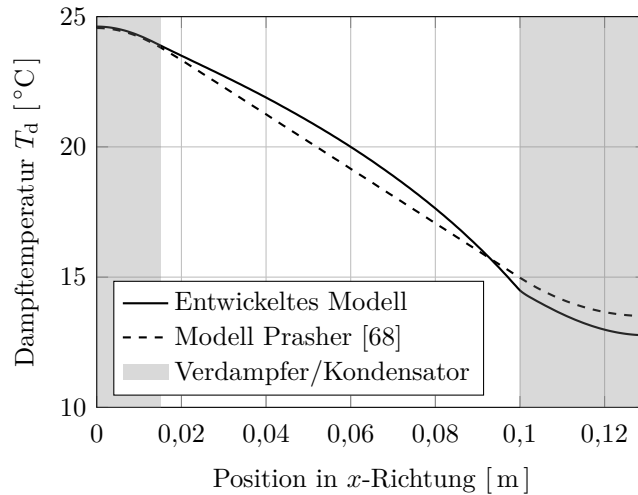


Abbildung 3.30.: Vergleich des berechneten Verlaufs der Dampftemperatur entlang der x -Achse mit den Ergebnissen von Prasher [68].

jedoch um und führt dort zu vergleichsweise geringen Dampftemperaturen. Zur abschließenden Bewertung des thermischen Verhaltens der gesamten Heatpipe zeigt Abb. 3.31 die Verteilung der Temperatur T_w entlang der Außenwand. Analog zu \dot{q}''_{ph} wurde T_w für $x \leq 0,65$ mm aufgrund der asymmetrischen Randbedingungen ebenfalls an der Heatpipeunterseite ausgewertet. Für $x > 0,65$ mm fand die Auswertung der Temperatur entlang der oberen Heatpipewand statt. Im Verdampferabschnitt liefert das entwickelte Modell

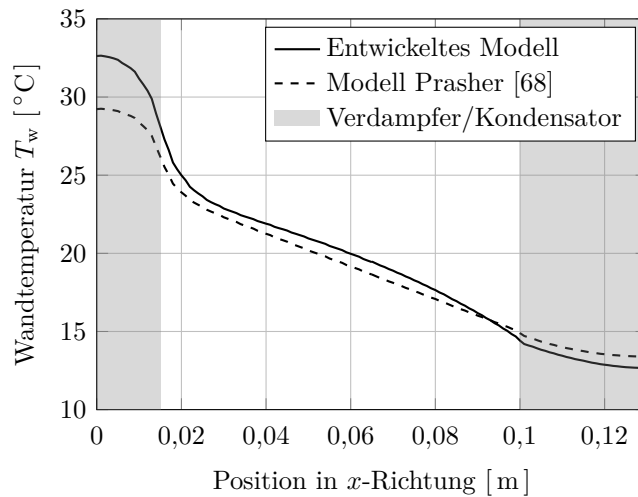


Abbildung 3.31.: Vergleich des berechneten Verlaufs der Temperatur entlang der Heatpipe-Außenwand mit den Ergebnissen von Prasher [68].

Wandtemperaturen, die um bis zu 17,6% höher sind als die Ergebnisse, die mit dem

von Prasher vorgeschlagenen Modell ermittelt wurden.⁵ Diese Abweichung lässt sich auf den aufgeprägten thermischen Widerstand an der Phasengrenze zurückführen, der im betrachteten Bereich zu $R_{\text{th,ph}} \approx 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$ berechnet wurde. Diese Differenz führt schließlich auch zu abweichenden thermischen Widerständen $R_{\text{th,HP}}$ der gesamten Heatpipe:

$$R_{\text{th,HP}} = \frac{T_{\text{w,max}} - T_{\text{w,min}}}{\dot{Q}_{\text{ein}}} \quad (3.43)$$

$R_{\text{th,HP}}$ errechnet sich zu 0,5 K/W für das in dieser Arbeit entwickelte Simulationsmodell. Unter Verwendung des von Prasher vorgeschlagenen Berechnungsansatzes wurde $R_{\text{th,ph}}$ zu 0,396 K/W bestimmt. Neben dem Einfluss des thermischen Widerstands $R_{\text{th,ph}}$ an der Phasengrenze lässt sich diese Abweichung von über 20 % vor allem mit den abweichenden Verläufen der Dampftemperatur begründen. Um diesen Zusammenhang genauer bewerten zu können, zeigt Abb. 3.32 den Temperaturabfall $\Delta T_d = T_{\text{d,max}} - T_{\text{d,min}}$ innerhalb der Dampfströmung in Abhängigkeit von der gemittelten Dampftemperatur. Für gerin-

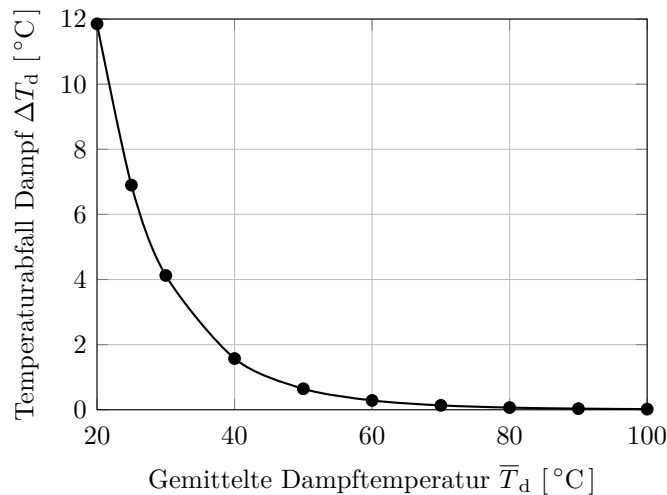


Abbildung 3.32.: Berechneter Temperaturabfall der Dampfströmung in Abhängigkeit von der mittleren Dampftemperatur.

ge Dampftemperaturen mit $\bar{T}_d \leq 60^\circ\text{C}$ ist ein vergleichsweise starker Temperaturabfall ΔT_d zu beobachten. Zur hinreichend genauen Berechnung des thermischen Verhaltens einer Heatpipe sei daher vor allem in diesem Bereich eine lokal aufgelöste Berechnung der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit empfohlen. Im Gegensatz dazu nähert sich ΔT_d für Temperaturen $\bar{T}_d > 60^\circ\text{C}$ asymptotisch dem Wert Null an und kann folglich vernachlässigt werden. Es sei jedoch explizit darauf hingewiesen, dass sich diese Grenze für kleinere Strömungsquerschnitte hin zu höheren Dampftemperaturen verschiebt, da $\lambda_{\text{d,eff}}$ quadratisch von der Kanalhöhe abhängt (siehe Gl. (3.35)).

⁵Bezogen auf die Referenztemperatur $T_{\text{ref}} = 10^\circ\text{C}$

3.3. Die Mehrphasensimulation von Heatpipes

In diesem Abschnitt wird ein Mehrphasen-Simulationsmodell für Heatpipes vorgestellt, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde. Der Ansatz ergänzt die bestehende Literatur um eine Methodik, die das thermische Verhalten von Heatpipes erstmals mittels einer Volume-of-Fluid-Modellierung von Dampfraum und Kapillarstruktur abbildet. Das finale Modell liefert detaillierte Einblicke in die Geschwindigkeits- und Druckverteilung der Flüssigkeits- und Dampfströmung und bietet damit perspektivisch die Möglichkeit zur Optimierung von Kapillarstruktur, Heatpipegeometrie sowie der Leistungsgrenzen. Es sei darauf hingewiesen, dass die folgenden Abschnitte Ergebnisse referenzieren, die bereits vorab in [111] veröffentlicht wurden.

3.3.1. Modellentwicklung

Beim Betrieb von Heatpipes innerhalb ihrer Leistungsgrenzen befindet sich der flüssige Anteil des Arbeitsmediums in der Kapillarstruktur und ist über eine scharfe Grenzfläche von der Gasphase getrennt. Im entwickelten Modell wird daher sowohl die flüssige als auch die dampfförmige Phase unter Annahme eines laminaren und Newtonschen Fluidverhaltens mithilfe der Volume-of-Fluid-Methode abgebildet. Das gesamte Fluidvolumen der Heatpipe lässt sich folglich mithilfe der Navier-Stokes-Gleichungen (2.1) - (2.4) und der Transportgleichung (2.31) für den Volumenanteil φ_i beschreiben. Da in den folgenden Untersuchungen ausschließlich Wasser als Arbeitsmedium betrachtet wird, werden die Stoffdaten der flüssigen und dampfförmigen Phase in Abhängigkeit von Temperatur und Druck mithilfe des IAPWS-97-Modells [112] bestimmt. Es sei jedoch explizit darauf hingewiesen, dass der entwickelte Modellierungsansatz auch für abweichende Arbeitsmedien verwendet werden kann. Um die thermischen Eigenschaften der gesättigten Kapillarstruktur entsprechend zu berücksichtigen, wird der flüssigen Phase die Wärmeleitfähigkeit λ_k zugeordnet, die sich mithilfe semiempirischer Ausdrücke berechnen lässt (siehe Kap. 2.2.2). Die Heatpipe-Wand, modelliert als reines Wärmeleitungsproblem, wird mit dem Fluidmodell gekoppelt und ermöglicht die Abbildung der Temperaturspreizung im Verdampfer- und Kondensatorabschnitt der Heatpipe. Zur Lösung des beschriebenen Gleichungssystems wird schließlich die kommerziell verfügbare Software Simcenter STAR-CCM+⁶ von Siemens verwendet.

Phasenwechsel

Beim Betrieb einer Heatpipe innerhalb ihrer Leistungsgrenzen findet der Phasenwechsel ausschließlich an der Grenzfläche zwischen Dampfkern und Kapillarstruktur statt. Im entwickelten Modell werden die Quell- und Senkterme für Flüssigkeit und Dampf daher ausschließlich an dieser Phasengrenzfläche implementiert. In einem diskreten Rechengitter wird die flüssige ($\varphi_{fl} = 1$) von der dampfförmigen Phase ($\varphi_d = 1$) durch die Zellen an der Phasengrenze getrennt, welche folglich durch $0 < \varphi_i < 1$ charakterisiert sind.

⁶v2020.2.1, Double Precision

Abb. 3.33 veranschaulicht die Modellierung des Phasenwechsels am Beispiel einer Zelle an der Phasengrenze. Darin beschreibt $A_{Z,ph}$ die Querschnittsfläche dieser Zelle. Die

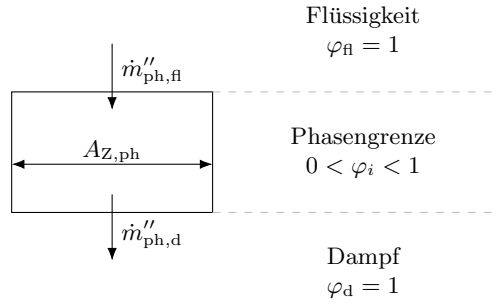


Abbildung 3.33.: Modellierung des Phasenwechsels: Flüssiges Arbeitsmedium tritt in eine numerische Zelle der Phasengrenzfläche ein und strömt als Dampf aus.

Massenstromdichte \dot{m}''_{ph} durch die Phasengrenze wird im entwickelten Modell mithilfe von Gl. (3.44) berechnet:

$$\dot{m}''_{ph} = \frac{T_{ph} - T_{sat}}{R_{th,ph} \Delta h_v} \quad (3.44)$$

Im Fall eines verdampfenden Arbeitsmediums nimmt \dot{m}''_{ph} folglich positive Werte an, bei Kondensation wird \dot{m}''_{ph} negativ. Der thermische Widerstand $R_{th,ph}$ an der Phasengrenze wird erneut mithilfe des in Kap. 3.1 entwickelten Datensatzes bestimmt, um den Einfluss der Kapillarstruktur auf den Phasenwechsel abzubilden. Dabei wird die lokal aufgelöste Temperatur T_{ph} an der Phasengrenzfläche zur Interpolation zwischen zwei Temperaturstützstellen des Datensatzes genutzt. \dot{m}''_{ph} kann schließlich zur Berechnung des Dampf-Quellterms $\dot{\varphi}_d$ genutzt werden:

$$\dot{\varphi}_d = \dot{m}''_{ph} \frac{1}{\rho_d} \frac{A_{Z,ph}}{V_{Z,ph}} \quad (3.45)$$

In der obigen Gleichung beschreibt $V_{Z,ph}$ das Volumen der betrachteten Zelle an der Phasengrenze. Aus der Massenbilanzierung dieser Zelle folgt $\dot{m}''_{ph,f} = \dot{m}''_{ph,d}$ (Vorzeichenkonvention gemäß Abb. 3.33). Unter Nutzung von Gl. (2.32) lässt sich darauf aufbauend der Quellterm $\dot{\varphi}_f$ des flüssigen Phasenanteils berechnen:

$$\dot{\varphi}_f = -\dot{\varphi}_d \frac{\rho_d}{\rho_{fl}} \quad (3.46)$$

Unter der Annahme konvektiven Siedens finden Verdampfung und Kondensation lediglich im Bereich der Grenzfläche zwischen Dampfraum und Kapillarstruktur statt. Die beiden Quellterme $\dot{\varphi}_d$ und $\dot{\varphi}_f$ sind daher ausschließlich an der Phasengrenze aktiv und werden im übrigen Fluid-Kontinuum zu Null angenommen. Durch die beschriebene Kopplung der Quellterme wird die Verdampfungsenthalpie durch Star-CCM+ automatisch berücksichtigt, eine gesonderte Definition zusätzlicher Wärmequellen und -senken ist in diesem Fall folglich nicht notwendig.

Strömungswiderstand der Kapillarstruktur

Der Strömungswiderstand der porösen Kapillarstruktur wird mithilfe einer Impulsquelle \vec{f}_k''' innerhalb der flüssigen Phase berücksichtigt, die auf der Darcy-Forchheimer-Gleichung basiert und bereits in Kap. 2.1.2 vorgestellt wurde:

$$\vec{f}_k''' = - \left(\frac{\eta}{K} + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho |\vec{v}| \right) \vec{v} \quad (3.47)$$

Der Trägheitskoeffizient β wird im Folgenden zu 0,55 angenommen, entspricht damit dem in [35] experimentell ermittelten Wert und ermöglicht so eine Vergleichbarkeit mit Ergebnissen in der Literatur (vgl. Kap. 2.1.2). Die Permeabilität K hängt stark von der gewählten Kapillarstruktur ab und verbleibt zunächst als freier Parameter.

Kapillardruckdifferenz

Die Kapillarstruktur transportiert kondensiertes flüssiges Arbeitsmedium zurück zum Verdampferteil der Heatpipe. Wie bereits in Kap. 2.2.1 beschrieben, führt die lokal mikroskopisch gekrümmte Phasengrenze zu einem Drucksprung zwischen der flüssigen und dampfförmigen Phase, erzeugt so den treibenden Druckgradienten und kompensiert die zuvor erwähnten Druckverluste. Dieser Zusammenhang wird mithilfe von Impulsquellen \vec{f}_{ph}''' modelliert, die senkrecht auf die Phasengrenze aufgeprägt werden. Der Berechnungsansatz für \vec{f}_{ph}''' wird im Folgenden exemplarisch für eine zylindrische Heatpipe beschrieben, kann jedoch auf beliebige Heatpipegeometrien übertragen werden. Abb. 3.34 zeigt ein infinitesimal schmales Element der Kapillarstruktur, an dem sich die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_k mithilfe folgender Massenbilanz herleiten lässt:

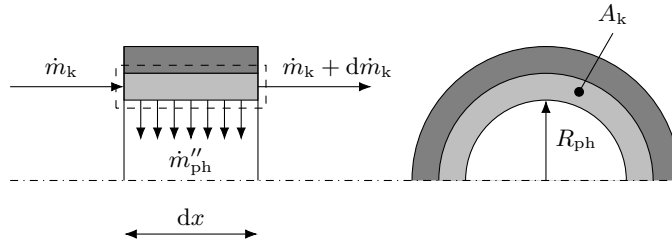


Abbildung 3.34.: Massenbilanz an einem infinitesimalen Element der Kapillarstruktur.

$$\dot{m}_k(x) - (\dot{m}_k + d\dot{m}_k) - \dot{m}_{ph}'' 2\pi R_{ph} dx = 0 \quad (3.48)$$

In der obigen Gleichung beschreibt R_{ph} die radiale Position der Phasengrenze. Der Massenstrom \dot{m}_k axial durch die Kapillarstruktur kann mithilfe von Gl. (3.49) berechnet werden, in der A_k als effektiver Strömungsquerschnitt der Kapillarstruktur definiert ist.

$$\dot{m}_k = \rho_{fl} A_k \bar{v}_k \quad (3.49)$$

Durch Substitution von \dot{m}_k in Gl. (3.48) durch Gl. (3.49) ergibt sich:

$$-\rho_{fl} A_k d\bar{v}_k - \dot{m}_{ph}'' 2\pi R_{ph} dx = 0 \quad (3.50)$$

Schließlich führt eine Trennung der Variablen und die anschließende Integration zu einer Berechnungsvorschrift für \bar{v}_k :

$$\bar{v}_k(x) = -\frac{2\pi}{A_k} \int_0^x \frac{1}{\rho_{fl}} R_{ph} \dot{m}_{ph}'' d\hat{x} \quad (3.51)$$

Die Darcy-Forchheimer-Gleichung wurde bereits in Kap. 2.1.2 beschrieben und kann zur Beschreibung des Druckgradienten in der Kapillarstruktur genutzt werden:

$$\frac{dp}{dx} = -\left(\frac{\eta}{K} \bar{v}_k + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho_{fl} |\bar{v}_k| \bar{v}_k\right) \quad (3.52)$$

Die Integration von Gl. (3.52) liefert schließlich einen Ausdruck zur Berechnung des Druckverlaufs innerhalb der Kapillarstruktur. $p_{fl}(x_F)$ beschreibt darin den Flüssigkeitsdruck im Flutpunkt der Heatpipe:

$$p_{fl}(x) = p_{fl}(x_F) + \int_{x_F}^x -\left(\frac{\eta}{K} + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho_{fl} |\bar{v}_k|\right) \bar{v}_k d\hat{x} \quad (3.53)$$

Der Flutpunkt x_F definiert die Position innerhalb einer Heatpipe, an der die Druckdifferenz zwischen Dampfraum und Kapillarstruktur minimal ist. Der Flutpunkt befindet sich typischerweise im Kondensatorabschnitt, in dem die Kapillarstruktur weitgehend mit flüssigem Arbeitsmedium gesättigt und die Phasengrenze nahezu ungekrümmt ist (siehe Abb. 2.11). Für die Simulation von Heatpipes kann der Drucksprung im Flutpunkt vernachlässigt werden [59] und es gilt im Folgenden $p_{fl}(x_F) = p_d(x_F)$. Der Drucksprung an der Phasengrenze $\Delta p_{ph} = p_d - p_{fl}$ lässt sich schließlich für beliebige x mithilfe von Gl. (3.54) berechnen:

$$\Delta p_{ph}(x) = p_d(x) - p_d(x_F) + \int_{x_F}^x \left(\frac{\eta}{K} + \frac{\beta}{\sqrt{K}} \rho_{fl} |\bar{v}_k|\right) \bar{v}_k d\hat{x} \quad (3.54)$$

Zur Berücksichtigung dieses Drucksprungs wird im Simulationsmodell, wie eingangs erwähnt, eine volumetrische Impulsquelle \vec{f}_{ph}''' auf die numerischen Zellen der Phasengrenze aufgeprägt. Die Richtung von \vec{f}_{ph}''' wird orthogonal zur Phasengrenze gewählt, ihr Betrag mithilfe von Gl. (3.55) bestimmt:

$$\left|\vec{f}_{ph}'''(x)\right| = \frac{\Delta p_{ph}(x) A_{Z,ph}}{V_{Z,ph}} \quad (3.55)$$

3.3.2. Anwendung der Simulationsmethodik auf eine zylindrische Heatpipe, Modellvalidierung und Vergleich mit dem Stand der Technik

Im Folgenden wird die entwickelte Simulationsmethodik mithilfe experimenteller Daten validiert und gegenüber dem Stand der Technik abgegrenzt. Als Vergleichsbasis werden dazu die Untersuchungen von Solomon et al. herangezogen, in denen eine zylindrische Heatpipe sowohl experimentell als auch simulativ charakterisiert wurde.

Referenzfall

In Abb. 3.35 sind die Abmessungen und Randbedingungen einer zylindrischen Heatpipe dargestellt, die von Solomon et al. [32] experimentell untersucht wurde. Die Heatpipe

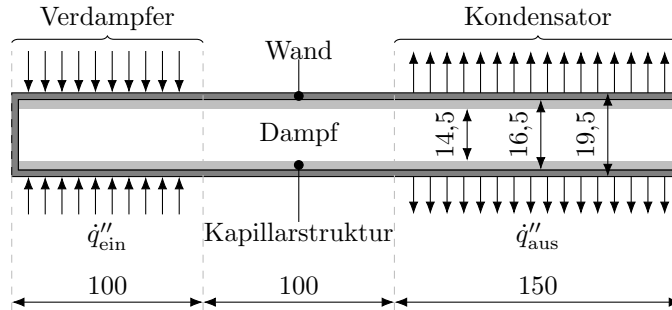


Abbildung 3.35.: Geometrie und Randbedingungen der experimentell untersuchten Heatpipe von Solomon et al. [32]. Alle Maße verstehen sich in Millimeter.

ist 350 mm lang, hat einen Außenradius von 9,75 mm und verwendet destilliertes Wasser als Arbeitsmedium. Entlang des 100 mm langen Verdampferabschnitts wurde ein konstanter Wärmestrom von $\dot{Q}_{\text{ein}} = 250 \text{ W}$ beziehungsweise eine flächenspezifische Wärmestromdichte von $\dot{q}''_{\text{ein}} = 40\,809 \text{ W/m}^2$ aufgeprägt. Der 150 mm lange Kondensatorbereich wurde im Experiment mithilfe eines Wassermantels gekühlt. Solomon et al. schlagen daher eine konvektive Randbedingung zur Berechnung der Wärmestromdichte \dot{q}''_{aus} im Kondensator vor (vgl. Gl. (2.16)):

$$\dot{q}''_{\text{aus}} = \alpha_K (T - T_{\text{ref}}) \quad (3.56)$$

Bei einer Vorlauftemperatur von $T_{\text{ref}} = 298,15 \text{ K}$ wurde der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient zu $\alpha_K = 1070 \text{ W/m}^2\text{K}$ bestimmt. Zur Vermeidung von Wärmeverlusten in die Umgebung wurde zudem der Bereich zwischen $x = 100 \text{ mm}$ und $x = 200 \text{ mm}$ mit einem Glasfasermaterial isoliert und wird daher im Folgenden als adiabat angenommen. Zusätzlich zu ihren experimentellen Untersuchungen führten Solomon et al. CFD-Simulationen mit dem von Vadakkan et al. [33] entwickelten Mehrphasenmodell durch. Wie in Kap. 2.2.4 beschrieben wird dieses Modell von zahlreichen Veröffentlichungen als Stand der Technik zur Heatpipe-Simulation herangezogen und basiert auf einer getrennten Lösung der Strömungsfelder innerhalb des Dampfraums und der Kapillarstruktur. Dabei findet die Kopplung der beiden Rechengebiete mithilfe eines starren Interfaces an der Phasengrenze statt. Das Modell verwendet zudem temperaturunabhängige konstante Stoffeigenschaften, die sich zusammengefasst in Tab. 3.5 finden. Zum Vergleich gibt Tab. 3.5 zusätzlich eine Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Werte. $f(T, p)$ kennzeichnet darin die temperatur- und druckabhängige Berechnung der Fluideigenschaften mithilfe des IAPWS-Modells [112]. Wie zuvor beschrieben wird der thermische Widerstand $R_{\text{th,ph}}$ an der Phasengrenze erneut unter Nutzung des in Kap. 3.1 entwickelten Datensatzes abgebildet. Dazu wurde der Datensatz zunächst für

Tabelle 3.5.: Übersicht über die von Solomon et al. und die in dieser Arbeit angenommenen und Stoffeigenschaften. $f(T, p)$ weist auf die Verwendung temperatur- und druckabhängiger Werte unter Nutzung des IAPWS-Modells [112] hin.

		Solomon et al. [32]	Diese Arbeit
Wand	Dichte	8978 kg/m ³	8978 kg/m ³
	Spezifische Wärmekapazität	381 J/kgK	381 J/kgK
	Wärmeleitfähigkeit	387,6 W/mK	387,6 W/mK
Flüssigkeit bzw. Kapillarstruktur	Dichte	991,08 kg/m ³	$f(T, p)$
	Dynamische Viskosität	$1 \cdot 10^{-3}$ Pa s	$f(T, p)$
	Permeabilität	$1,52 \cdot 10^{-10}$ m ²	$1,52 \cdot 10^{-10}$ m ²
	Spezifische Wärmekapazität	4200 J/kgK	$f(T, p)$
	Wärmeleitfähigkeit	1,3 W/mK	1,3 W/mK
Dampf	Dichte	0,2 kg/m ³	$f(T, p)$
	Dynamische Viskosität	$8 \cdot 10^{-6}$ Pa/s	$f(T, p)$
	Spezifische Wärmekapazität	1861 J/kgK	$f(T, p)$
	Wärmeleitfähigkeit	0,0189 W/mK	$f(T, p)$
	Verdampfungsenthalpie	2446,36 kJ/kg	$f(T, p)$

die in [32] beschriebene Kapillarstruktur mit einer Porosität von $\varepsilon = 0,63$ und einer charakteristischen Länge $L^* = 90 \mu\text{m}$ ausgewertet, der Kontaktwinkel wurde auf Basis der Experimente in [104] zu $\varphi = 73^\circ$ angenommen. Abb. 3.36 zeigt den resultierenden Verlauf von $R_{\text{th,ph}}$ und ermöglicht schließlich die Berücksichtigung des thermischen Widerstands an der Phasengrenze abhängig von der lokalen Dampftemperatur T_d . Darüber hinaus zeigt Abb. 3.36 den Bereich zwischen der niedrigsten und höchsten von Solomon et al. gemessenen Wandtemperatur. Die Dampftemperatur muss folglich innerhalb dieses Bereichs liegen und ermöglicht eine erste Abschätzung des thermischen Widerstands an der Phasengrenze zu $1,63 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W} < R_{\text{th,ph}} < 2,33 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$.

Initiallösung

Zur Optimierung der Rechenzeit wird die Initiallösung der Temperaturverteilung unter Nutzung des in Kap. 3.2 entwickelten Wärmeleitungsmodells berechnet. Sowohl die Wand, die Kapillarstruktur als auch der Dampfkern der Heatpipe werden dazu folglich als Festkörper modelliert und mithilfe der stationären Wärmeleitungsgleichung (2.13) beschrieben. Während die Wärmeleiteigenschaften von Wand und Kapillarstruktur entsprechend Tab. 3.5 gewählt werden, wird die effektive Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{d,eff}}$ des Dampfraums mittels Gl. (3.35) modelliert. Das dafür erforderliche Verhältnis von Hagen- zu Reynolds-Zahl lässt sich nach Tab. 3.4 für die betrachtete zylindrische Heatpipegeo-

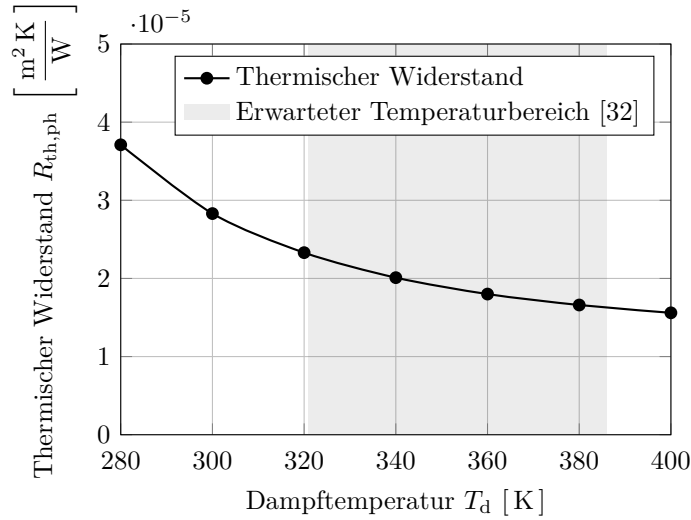


Abbildung 3.36.: Verlauf des thermischen Widerstands $R_{th,ph}$ an der Phasengrenze in Abhängigkeit von der Dampf Temperatur T_d . Der hervorgehobene Bereich kennzeichnet das Intervall für die erwartete Dampf Temperatur T_d .

metrie mit radialsymmetrischem Wärmeein- und -austrag mithilfe von Gl. (3.57) bestimmen:

$$\frac{Hg}{Re} = 8 + 6Re_{\perp} - \frac{44}{135} Re_{\perp}^2 \quad (3.57)$$

Die Berechnungsvorschrift für die lokal aufgelöste effektive Dampf-Wärmeleitfähigkeit ergibt sich schließlich zu:

$$\frac{\Delta h_v^2 \rho_d^2 R_{ph}^2}{\eta_d T \left(8 + 6Re_{\perp} - \frac{44}{135} Re_{\perp}^2 \right)} \quad (3.58)$$

Die orthogonale Reynolds-Zahl Re_{\perp} wird dazu erneut abhängig von der Wärmestromdichte \dot{q}_{ph}'' durch die Phasengrenze mithilfe von Gl. (3.28) berechnet. Mit dem beschriebenen Vorgehen kann so eine Initiallösung der Temperaturverteilung \mathbf{T}_0 innerhalb der Heatpipe recheneffizient ermittelt werden. Aus \mathbf{T}_0 lässt sich zudem eine initiale Druckverteilung \mathbf{p}_0 für den Dampfraum und die Kapillarstruktur ableiten:

$$\mathbf{p}_0 = p_{sat}(\bar{T}_{d,0}) \quad (3.59)$$

In der obigen Gleichung beschreibt $\bar{T}_{d,0}$ die volumengemittelte Initialtemperatur des Dampfraums. Das Geschwindigkeitsfeld wird mit $\vec{v}_0 = \vec{0}$ initialisiert. Mithilfe von Gl. (3.60) wird schließlich eine initiale Verteilung des Dampf-Volumenanteils $\varphi_{d,0}$ vorgegeben:

$$\varphi_{d,0} = \begin{cases} 1 & \text{für den Dampfraum mit } r < R_{ph} \\ 0 & \text{für die Kapillarstruktur mit } r \geq R_{ph} \end{cases} \quad (3.60)$$

Durch $\varphi_{fl,0} = 1 - \varphi_{d,0}$ ergibt sich daraus unmittelbar die initiale Verteilung des flüssigen Volumenanteils, die grafisch in Abb. 3.37 dargestellt ist.

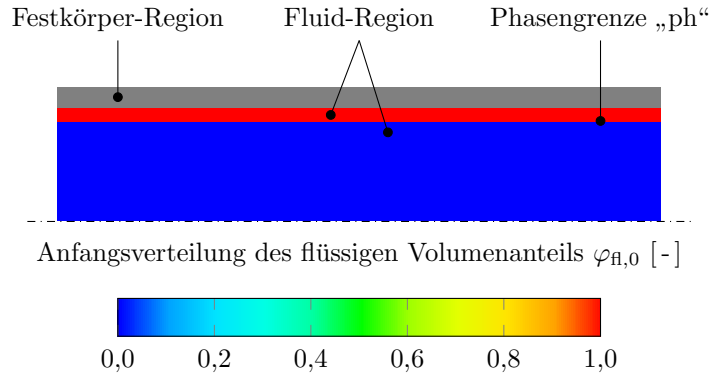


Abbildung 3.37.: Initiale Verteilung des flüssigen Volumenanteils $\varphi_{fl,0}$.

Netzkonvergenzstudie

Das Rechengebiet wird mithilfe eines gleichmäßigen numerischen Gitters (engl. regular grid) diskretisiert, dessen rechteckige Zellen sich durch ein Seitenverhältnis von $\frac{\Delta x}{\Delta r} = 3$ auszeichnen. Zur Bewertung der Netzunabhängigkeit wurden vier verschiedene Netzdichten untersucht. Abb. 3.38 zeigt den berechneten thermischen Gesamtwiderstand $R_{th,HP}$ der Heatpipe in Abhängigkeit von der gewählten Zellanzahl N_Z . Zusätzlich ist der Druckverlust $\Delta p_k = p_k(x = 0) - p_k(x = L)$ über die Kapillarstruktur dargestellt. Zwischen $N_Z = 85\,000$ und $N_Z = 169\,680$ ist eine Änderung von $R_{th,ph}$ und Δp_k um

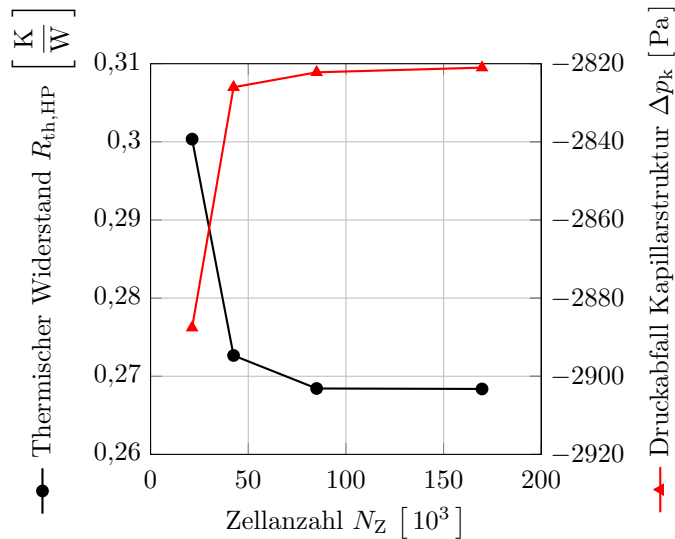


Abbildung 3.38.: Netzkonvergenzstudie: Thermischer Widerstand $R_{th,HP}$ der gesamten Heatpipe und Druckverlust Δp_k über die Kapillarstruktur in Abhängigkeit von der gewählten Anzahl N_Z numerischer Zellen.

lediglich 0,022 % beziehungsweise 0,04 % zu beobachten. Im Folgenden wird daher von einer Netzunabhängigkeit der Lösung ausgegangen und alle weiteren Untersuchungen werden mithilfe eines Rechengitters durchgeführt, das sich aus $N_Z = 169\,680$ Zellen zusammensetzt.

Ergebnisse und Vergleich mit dem Stand der Technik

Das entwickelte Mehrphasen-Simulationsmodell wurde schließlich dazu verwendet, das Strömungs- und Temperaturfeld der Heatpipe zu berechnen. Abb. 3.39 zeigt die resultierende Verteilung des statischen Drucks innerhalb des Dampfraums und der Kapillarstruktur. Erwartungsgemäß führt die an der Phasengrenze aufgeprägte Impulsquelle

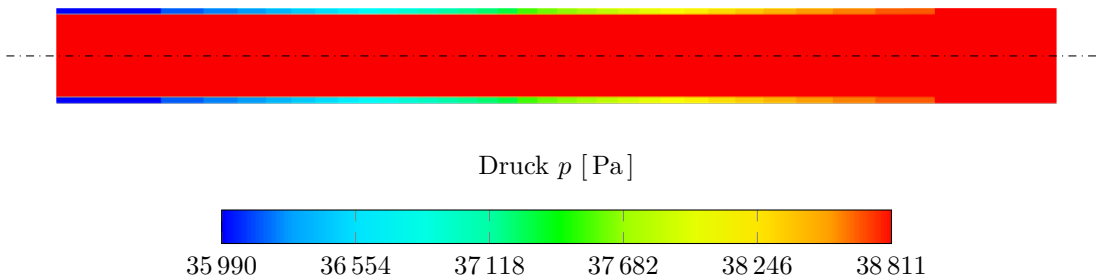


Abbildung 3.39.: Visualisierung der Druckverteilung innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur.

\vec{f}_{ph}''' zu abgegrenzten Druckregimen innerhalb des Fluidkontinuums. Wie bereits erwähnt wird im Flutpunkt am Ende des Kondensatorabschnitts ($x_F = L$) eine vollständige Sättigung der Kapillarstruktur mit flüssigem Arbeitsmedium angenommen, die Impulsquelle wurde bei $x = L$ daher auf Null gesetzt: $\vec{f}_{\text{ph}}'''(x = L) = \vec{0}$. Infolge dieser Annahme lässt sich am rechten Ende der Heatpipe eine Druckgleichheit zwischen der dampfförmigen und flüssigen Phase beobachten. Darüber hinaus ist entlang der Kapillarstruktur ein Druckverlust von $\Delta p_k \approx 2822$ Pa erkennbar. Im Vergleich dazu erscheint der Dampfraum mit einem statischen Druckniveau von $p_d \approx 38\,811$ Pa nahezu isobar. Zur Veranschaulichung der Strömungsfelder zeigt Abb. 3.40 die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des Dampfraums und der Kapillarstruktur. Erwartungsgemäß erreicht die Dampfströmung ihre maximale Geschwindigkeit $|\vec{v}_d|_{\text{max}} = 4,655$ m/s innerhalb des adiabaten Heatpipeabschnitts. Die zugehörige Reynolds-Zahl wurde zu $Re_{d,\text{max}} = 589,5$ berechnet und bestätigt damit die Annahme einer laminaren Strömung [113]. Wie bereits durch Brahim et al. [114] und van Ooijen et al. [110] beschrieben treten innerhalb der Dampfströmung Rezirkulationsgebiete im Bereich des Kondensators auf. Die Geschwindigkeiten innerhalb der Kapillarstruktur weichen aufgrund der stark unterschiedlichen Dichten von dampfförmiger und flüssiger Phase um durchschnittlich drei Größenordnungen von denen des Dampfraums ab. In Abb. 3.40 lässt sich $|\vec{v}_k|$ folglich visuell nicht von Null unterscheiden und wird daher im weiteren Verlauf dieses Abschnitts gesondert diskutiert. Abb. 3.41 zeigt schließlich das resultierende Temperaturfeld innerhalb des Fluidkontinuums und der Heatpipe-Wand. Erwartungsgemäß ist die maximale Temperatur $T_{\text{max}} = 389$ K auf

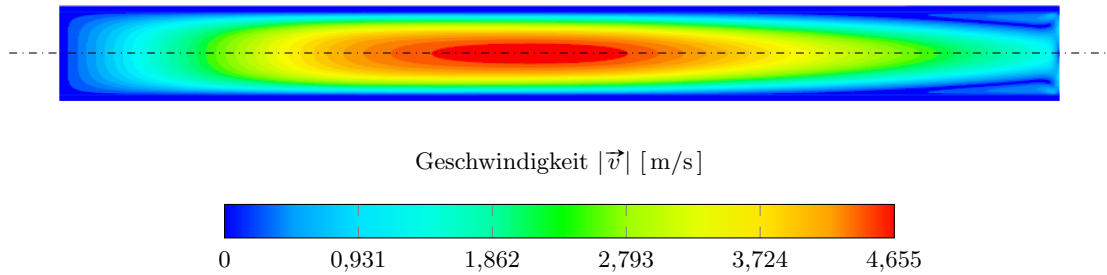


Abbildung 3.40.: Visualisierung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur.

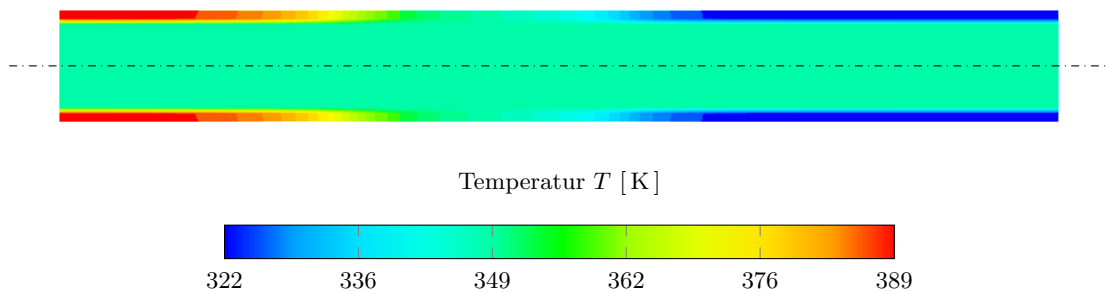


Abbildung 3.41.: Visualisierung des Temperaturfelds innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur sowie der Heatpipe-Wand.

der Heatpipe-Außenseite innerhalb des Verdampferabschnitts zu beobachten. Analog dazu findet sich der Cold-Spot der Heatpipe mit $T_{\min} = 322\text{ K}$ im Kondensatorabschnitt. Durch die vergleichsweise gute Wärmeleitfähigkeit von Kupfer lässt sich in der Wand zudem eine deutliche Temperaturspreizung in die adiabate Zone erkennen. Im Gegensatz dazu zeichnet sich der Dampfraum durch ein nahezu isothermes Temperaturfeld mit $T_d \approx 348\text{ K}$ aus und trägt damit maßgeblich zu dem geringen thermischen Gesamtwideerstand der Heatpipe bei. Zur weiteren Diskussion zeigt Abb. 3.42 die Verteilung der verdampfenden beziehungsweise kondensierenden Massenstromdichte \dot{m}''_{ph} an der Phasengrenze. Die axiale Temperaturspreizung innerhalb der Heatpipewand führt zu einem ungleichmäßig verteilten Wärmestrom durch die Kapillarstruktur. Daraus folgt schließlich der dargestellte, vergleichsweise komplexe Verlauf von \dot{m}''_{ph} , der eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den Ausführungen in [67] zeigt. Wie bereits beschrieben wird \dot{m}''_{ph} mithilfe von Gl. (3.44) berechnet und nimmt definitionsgemäß positive Werte im Verdampfer- und negative Werte im Kondensatorabschnitt der Heatpipe an. Der Nulldurchgang bei $x = 0,148\text{ m}$ kennzeichnet den Ort an der Phasengrenze, an dem sich flüssiges und dampfförmiges Arbeitsmedium im Gleichgewicht befinden und weder Verdampfung noch Kondensation stattfindet. Die beiden hervorgehobenen Flächen repräsentieren jeweils den insgesamt verdampfenden beziehungsweise kondensierenden Massenstrom und weisen folglich unter den gegebenen stationären Randbedingungen die gleiche Größe auf. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die inhomogene Verteilung

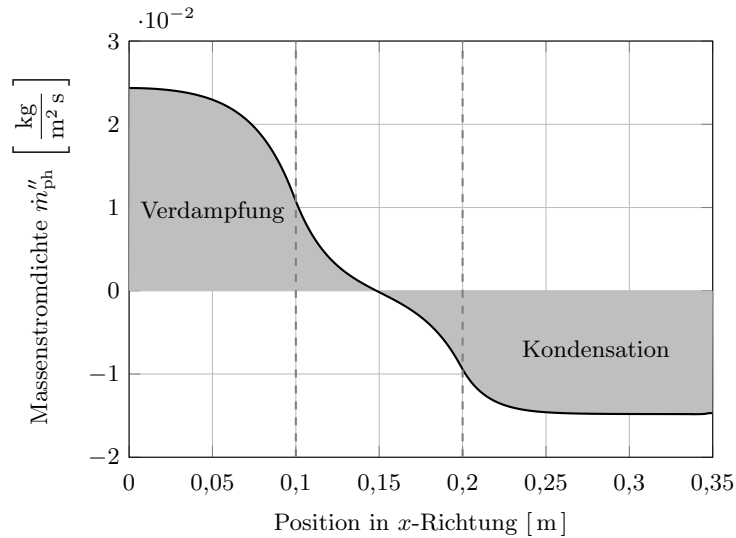


Abbildung 3.42.: Verlauf des flächenspezifischen Verdampfungs- beziehungsweise Kondensationsmassenstroms \dot{m}''_{ph} entlang der Phasengrenze.

von \dot{m}''_{ph} bei der Nutzung von thermischen Netzwerken zur Simulation von Heatpipes keine Berücksichtigung findet, da Verdampfung und Kondensation typischerweise auf konstante Phasenwechsel-Zonen begrenzt sind (siehe Kap. 2.2.4). Zur weiteren Diskussion zeigt Abb. 3.43 den Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $|\bar{v}_k|$ innerhalb und entlang der Kapillarstruktur. Wie zuvor beschrieben wird \bar{v}_k durch Integration des

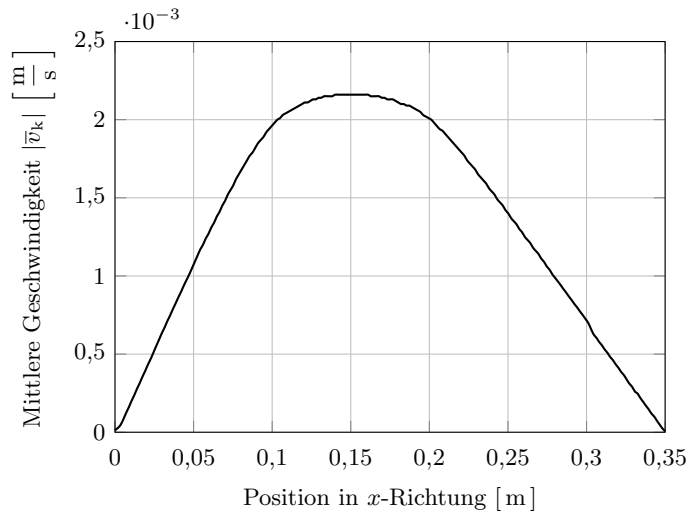


Abbildung 3.43.: Verlauf der mittleren Geschwindigkeit $|\bar{v}_k|$ innerhalb und entlang der Kapillarstruktur.

phasenwechselnden Massenstroms \dot{m}''_{ph} berechnet (siehe Gl. (3.51)). Die Geschwindigkeit

innerhalb der Kapillarstruktur erreicht folglich ihr Maximum $|\bar{v}_k|_{\max} = 2,16 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ an der Stelle $x = 0,148 \text{ m}$, wo der Nulldurchgang von \dot{m}''_{ph} auftritt. Zur Abgrenzung der entwickelten Simulationsmethodik zum Stand der Technik werden im Folgenden mehrere Vergleiche mit den Simulationsergebnissen von Solomon et al. [32] angestellt. Abb. 3.44 zeigt dazu zunächst das Geschwindigkeitsprofil der Dampfströmung am Ende des Verdampferabschnitts bei $x = 0,1 \text{ m}$. Erwartungsgemäß verläuft die Dampfgeschwindigkeit

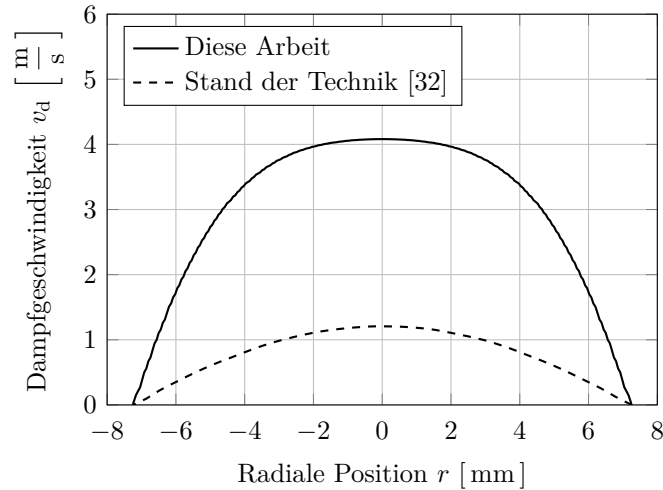


Abbildung 3.44.: Berechnetes Geschwindigkeitsprofil der Dampfströmung bei $x = 0,1 \text{ m}$. Zur Abgrenzung zum Stand der Technik ist ebenfalls die von Solomon et al. [32] berechnete Geschwindigkeitsverteilung dargestellt.

nahezu parabolisch und erreicht ihr Maximum $v_{d,\max} = 4,081 \text{ m/s}$ in der Heatpipemitte bei $r = 0$. Im Gegensatz dazu zeigen die von Solomon et al. berechneten Ergebnisse mit $v_{d,\max} = 1,208 \text{ m/s}$ einen deutlich abweichenden Verlauf. Um die Ursache für diese Abweichung zu ermitteln, werden die beiden Geschwindigkeitsverläufe integriert, um den durch den Dampf transportierten Wärmestrom \dot{Q}_d zu bestimmen:

$$\dot{Q}_d = 2\pi \int_0^{R_{\text{ph}}} \Delta h_v \rho_d v_d r \, dr \quad (3.61)$$

Zur Quantifizierung von \dot{Q}_d werden ρ_d und Δh_v gemäß Tab. 3.5 definiert. Die Anwendung von Gl. (3.61) auf das von Solomon et al. berechnete Geschwindigkeitsprofil führt zu $\dot{Q}_d = 46,95 \text{ W}$. Demnach wurden innerhalb des Verdampferabschnitts lediglich 18,78 % des gesamten Wärmeeintrags $\dot{Q}_{\text{ein}} = 250 \text{ W}$ in den Dampf übertragen. Im Gegensatz dazu transportiert das im Rahmen dieser Arbeit berechnete Geschwindigkeitsprofil einen Wärmestrom von $\dot{Q}_d = 225,3 \text{ W}$. Zwischen $x = 0$ und $x = 0,1 \text{ m}$ wurden folglich 90,12 % des eingebrachten Wärmestroms in den Dampfkern übertragen und liegen damit innerhalb des erwarteten Wertebereichs. Gl. (3.62) zeigt daher die Energiebilanz an der

Phasengrenze, die in zahlreichen Veröffentlichungen [32, 33, 47, 75] als Stand der Technik zur Kopplung des Dampf- und Flüssigkontinuums herangezogen wird:

$$\dot{q}_{\text{ph,fl}}'' + \dot{m}_{\text{ph}}'' c_{\text{fl}} T_{\text{ph}} = \dot{q}_{\text{ph,d}}'' + \dot{m}_{\text{ph}}'' c_{\text{d}} T_{\text{ph}} + \dot{m}_{\text{ph}}'' \Delta h_{\text{v}} \quad (3.62)$$

Die obige Energiebilanz erlaubt die explizite Berechnung der Temperatur T_{ph} an der Phasengrenze. Im Referenzmodell dient T_{ph} schließlich als Eingangsgröße für die Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung zur Bestimmung der phasenwechselnden Massenstromdichte \dot{m}_{ph}'' . Die verwendete Energiebilanz erscheint jedoch fehlerbehaftet, da die Verdampfungsenthalpie Δh_{v} definitionsgemäß bereits den Unterschied der Wärmekapazitäten von flüssigem und dampfförmigem Arbeitsmedium berücksichtigt. Die fehlerhafte Berechnung führt zu einer deutlichen Unterschätzung der Strömungsgeschwindigkeiten in Dampf- und Kapillarstruktur und verletzt den ersten Hauptsatz der Thermodynamik. Gl. (3.63) beschreibt die korrekte Energiebilanz an der Phasengrenze, die detailliert in Kap. A.3 hergeleitet wird:

$$\dot{q}_{\text{ph,fl}}'' = \dot{q}_{\text{ph,d}}'' + \dot{m}_{\text{ph}}'' \Delta h_{\text{v}} \quad (3.63)$$

Aus Gl. (3.63) wird ersichtlich, dass die korrekte Formulierung der Energiebilanz keine explizite Bestimmung von T_{ph} und damit \dot{m}_{ph}'' mehr zulässt. Das Referenzmodell eignet sich daher prinzipbedingt nicht für eine korrekte Berechnung der Dampf- und Flüssigkeitsströmung. Diese Schlussfolgerung unterstreicht erneut den Nutzen des in Kap. 3.1 hergeleiteten Datensatzes, der im entwickelten Mehrphasenmodell zur Kopplung der Dampf- und Flüssigkeitsströmungen verwendet wurde. Zur weiteren Diskussion zeigt Abb. 3.45 den berechneten Druckverlauf des flüssigen und dampfförmigen Arbeitsmediums innerhalb der Heatpipe. Der Druck der Dampfströmung verläuft nahezu konstant entlang sei-

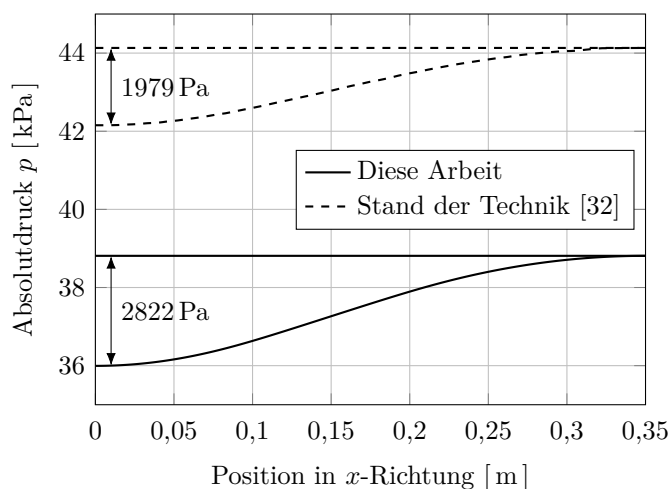


Abbildung 3.45.: Druckverlauf des flüssigen und dampfförmigen Arbeitsmediums. Zur Abgrenzung Referenzmodell sind zudem die Ergebnisse aus [32] dargestellt.

nes volumengemittelten Durchschnitts von $\bar{p}_{\text{d}} = 38,81$ kPa. Der zugehörige Druckverlust

ist folglich aufgrund des vergleichsweise geringen Strömungswiderstands gegenüber dem des flüssigen Arbeitsmediums vernachlässigbar. Im Gegensatz dazu haben die Reibungsverluste innerhalb der Kapillarstruktur einen nennenswerten Einfluss auf den maximalen Drucksprung an der Phasengrenze, der bei $x = 0$ sein Maximum von $\Delta p_{\text{ph,max}} = 2822 \text{ Pa}$ erreicht. Darüber hinaus ist in Abb. 3.45 zusätzlich der von Solomon et al. berechnete Verlauf des Absolutdrucks dargestellt. Die Ergebnisse zeigen einen ebenfalls nahezu ortsunabhängigen Dampfdruck, der im Mittel circa $\bar{p}_d = 44,13 \text{ kPa}$ beträgt, und weichen damit um $13,7\%$ von dem in dieser Arbeit berechneten Wert ab. Diese Abweichung kann ebenfalls auf die fehlerhafte Energiebilanz an der Phasengrenze zurückgeführt werden: Die Hertz-Knudsen-Schrage-Gleichung verwendet sowohl den Dampfdruck als auch die -temperatur an der Phasengrenze zur Berechnung des verdampfenden beziehungsweise kondensierenden Massenstroms (siehe Gl. (2.26)). Die fehlerbehaftete Bestimmung von T_{ph} verschiebt folglich das Gleichgewicht zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase hin zu höheren oder niedrigeren Druckniveaus. Die Abweichung des Dampfdrucks wirkt sich schließlich auch auf die Satttdampf Temperatur T_{sat} aus, die sich bei $38,81 \text{ kPa}$ zu $348,28 \text{ K}$ und bei $44,13 \text{ kPa}$ zu $351,39 \text{ K}$ ergibt. Darüber hinaus führt die Unterschätzung der Massenströme ebenfalls zu einer Unterschätzung des Druckabfalls innerhalb der Kapillarstruktur, welcher stark von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit abhängt (siehe Gl. (3.54)): Mit $\Delta p_{\text{ph,max}} = 1979 \text{ Pa}$ weicht der maximale Drucksprung an der Phasengrenze um -843 Pa beziehungsweise $-29,9\%$ von der in dieser Arbeit berechneten Lösung ab. Abb. 3.46 zeigt schließlich den errechneten Temperaturverlauf entlang der Heatpipe-Wand und ermöglicht den Vergleich mit den numerischen und experimentellen Ergebnissen von Solomon et al. [32]. Der Temperaturverlauf, der mithilfe

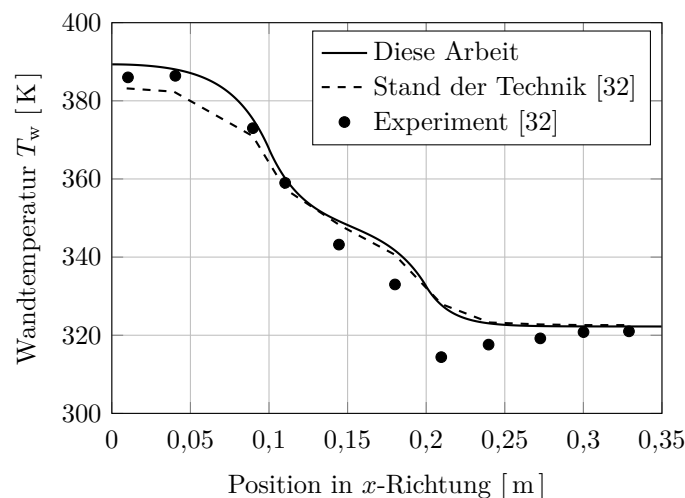


Abbildung 3.46.: Verlauf der Temperatur entlang der Heatpipe-Wand. Zum Vergleich sind sowohl die numerischen als auch die experimentellen Ergebnisse aus [32] dargestellt.

des entwickelten Simulationsansatzes berechnet wurde, zeigt eine gute Übereinstimmung

mit den experimentellen Daten. Im Bereich von $x \approx 0,2$ m fällt jedoch eine Abweichung der berechneten Temperaturen von den gemessenen Datenpunkten auf. In der zugehörigen Veröffentlichung führen Solomon et al. diese Abweichung auf einen ungleichmäßigen Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten entlang des wassergekühlten Kondensatorabschnitts zurück [32]. Trotz der Verwendung einer fehlerhaften Energiebilanz zeigt auch der mit dem Referenzmodell berechnete Temperaturverlauf eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass der thermische Gesamtwiderstand der Heatpipe mit $R_{\text{th,HP}} = 0,242 \text{ K W}^{-1}$ um $-9,7 \%$ von dem in dieser Arbeit berechneten Wert abweicht. Diese Diskrepanz lässt sich erneut auf den geringeren thermischen Widerstand $R_{\text{th,ph}}$ an der Phasengrenze sowie die fehlerhafte Berechnung der Satttdampftemperatur zurückführen.

4. Das Potenzial von Heatpipes zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators

In diesem Kapitel werden zwei heatpipebasierte Konzepte zur Stator Kühlung elektrischer Maschinen thermisch bewertet und mit einer standardmäßigen Wassermantelkühlung verglichen. Die Entwicklung der beiden Kühlkonzepte fand im Rahmen dieser Arbeit unter Berücksichtigung der folgenden Randbedingungen statt:

1. Zur Bauraumoptimierung darf das Kühlsystem keinen Wassermantel aufweisen, der das Statorblechpaket umgibt. Der Wärmeabtransport soll an den beiden axialen Enden der E-Maschine stattfinden.
2. Das maximal zulässige Temperaturniveau in Statorwicklung und -blechpaket beträgt jeweils $T_{\text{krit}} = 185\text{ °C}$.
3. Das Kühlsystem muss sicherstellen, dass im Vergleich zur Referenzmaschine keine thermisch bedingten Leistungseinbußen auftreten. Eine Erweiterung des Betriebsbereichs durch eine verbesserte Kühlwirkung ist nachzuweisen.
4. Etwaige zusätzlich notwendige Leistung, zum Beispiel zusätzliche Pumpleistung, reduziert die Reichweite des Elektrofahrzeugs und ist daher auf ein Minimum zu begrenzen.
5. Die Geometrie der Statorwicklung hat großen Einfluss auf die elektromagnetischen Eigenschaften der Maschine, ist daher als gegeben zu betrachten und darf nicht verändert werden.
6. Geometrieänderungen des Statorblechpakets haben ebenfalls großen Einfluss auf das elektromagnetische Konzept der Maschine und sind daher auf ein Minimum zu begrenzen.
7. Unabhängig vom verwendeten Kühlmedium beträgt das fahrzeugseitig zur Verfügung stehende Temperaturniveau des Vorlaufs $T_{\text{Vorlauf}} = 60\text{ °C}$.

Zur thermischen Bewertung der entwickelten Konzepte wird zunächst ein detailliertes dreidimensionales Conjugate-Heat-Transfer (CHT) CFD-Modell eines bestehenden E-Maschinen-Stators („Referenzmaschine“) aufgebaut, das als Vergleichsbasis dient. Anschließend wird das Modell um 36 Heatpipes erweitert, die als lokale Wärmeableiter innerhalb der Statornuten fungieren und die Verlustwärme an die axialen Enden der E-Maschine transportieren. Mit dem Ziel, den standardmäßigen Wassermantel entfallen lassen zu können und den Stator ausschließlich an seinen axialen Enden zu kühlen, werden daraufhin zwei Konzepte zur Wärmeabfuhr aus den Heatpipes untersucht:

Ein Ölspraykonzept („Kühlkonzept 1“) und ein Konzept, bei dem die axial überstehenden Heatpipe-Enden in flüssigkeitsgekühlte Vergusskappen integriert werden („Kühlkonzept 2“).

4.1. Referenzmaschine

Die folgenden Untersuchungen finden am Beispiel einer permanenterregten Synchronmaschine statt. Zur Bewertung der entwickelten Konzepte zur Stator Kühlung wird in diesem Abschnitt ein detailliertes 3D-CFD-Modell des Stators vorgestellt, das, aufbauend auf den Abschlussarbeiten von Bildersheim [96] und Auch [115], im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde. Abb. 4.1 zeigt die Geometrie des betrachteten Stators und des außenliegenden Kühlkanals. Die vorliegende Maschine weist einen ins

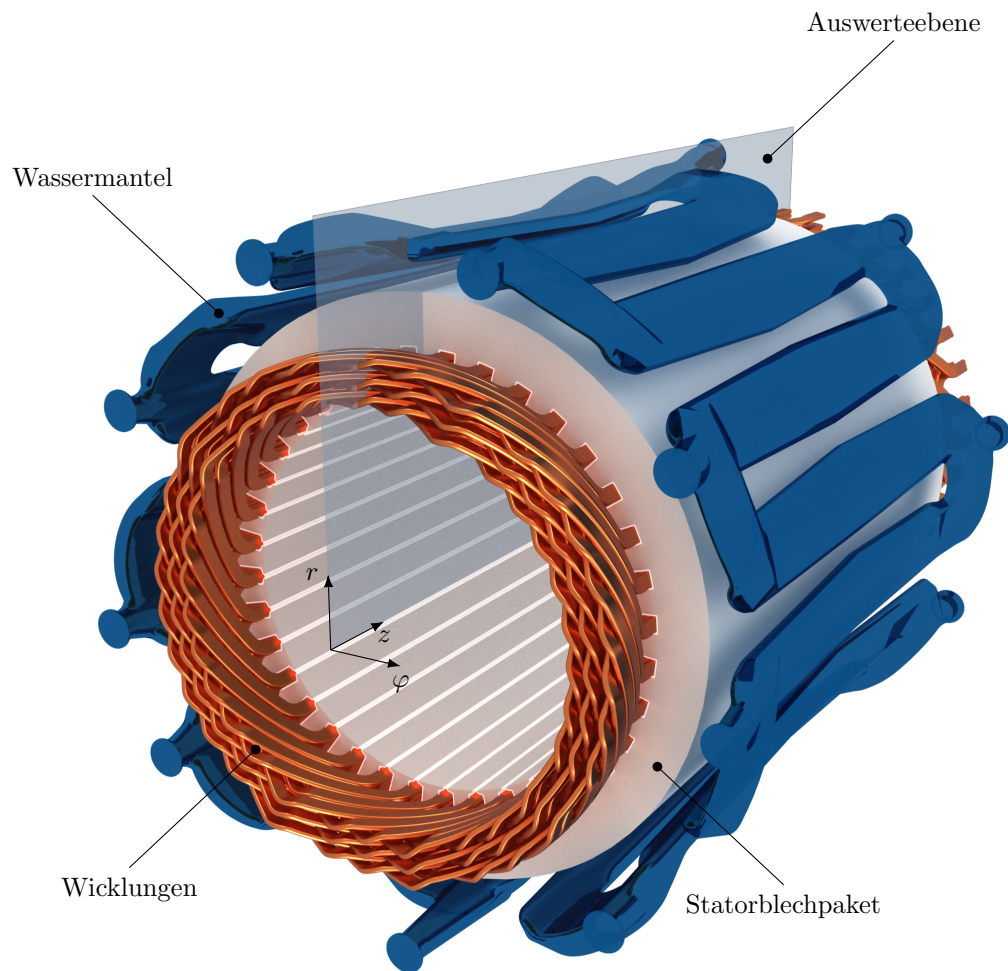


Abbildung 4.1.: 3D-Rendering der Referenzmaschine zur Diskussion der Statorgeometrie und des Rechengebiets.

Gehäuse integrierten Wassermantel zur Wärmeabfuhr auf. Das Statorblechpaket zeichnet sich durch insgesamt 36 Nuten aus, in die jeweils sechs Hairpin-Leiter integriert sind. Die Leiter selbst sind zur elektrischen Isolation mit einem sogenannten Kupferlack beschichtet, werden von einem Isolationspapier („Nutpapier“) umgeben und sind über einen Harzverguss innerhalb ihrer jeweiligen Nut fixiert. Im Folgenden werden die numerische Modellierung, die gewählten Randbedingungen und die resultierenden Temperaturverteilungen im Detail vorgestellt.

4.1.1. Numerische Modellierung

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über das entwickelte Modell, das eine thermische Bewertung der unterschiedlichen Stator-Kühlkonzepte ermöglicht. Das Modell dient der stationären CHT-Simulation, bei der eine Strömungssimulation des Wassermantels mit einer Wärmeleitungssimulation der übrigen Statorregionen gekoppelt wird. Zur vollständigen Beschreibung des Rechengebiets zeigt Abb. 4.2 zunächst den Querschnitt durch eine Statornut. Wie dargestellt befinden sich im Inneren der Nut elektrische Leiter, die

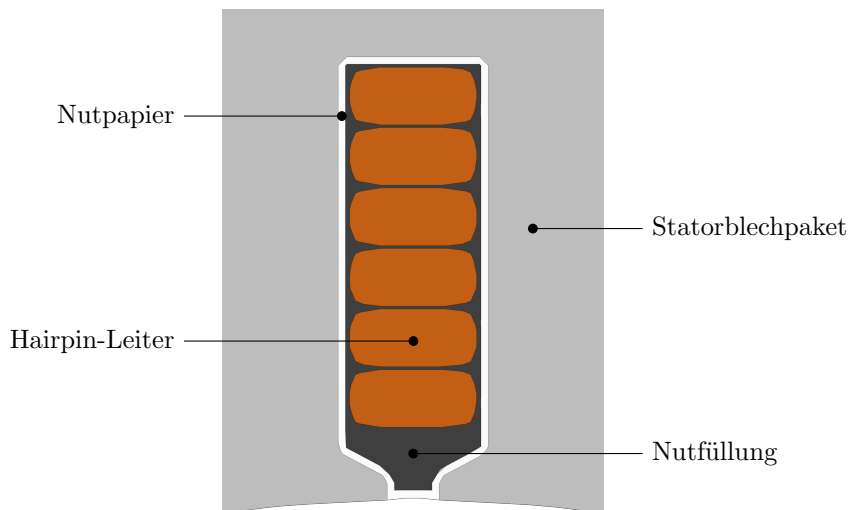


Abbildung 4.2.: Detailansicht des Rechengebiets: Querschnitt durch die diskretisierte Geometrie im Bereich der Nut.

zusammen die Statorwicklung darstellen. Abb. 4.3 zeigt den Querschnitt eines Hairpin-Leiters im Detail. Zur elektrischen Isolation weisen die eingesetzten Hairpin-Leiter ei-

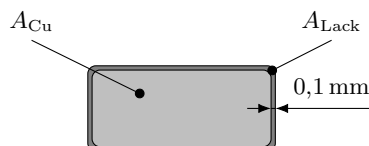


Abbildung 4.3.: Detailansicht des Querschnitts eines Hairpinleiters.

ne Lackschicht mit einer Dicke von $d_{\text{Lack}} = 0,1 \text{ mm}$ und einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\text{Lack}} = 0,21 \text{ W/mK}$ auf, die mithilfe des thermischen Flächenwiderstands $R_{\text{th,Lack}}$ modelliert wird:

$$R_{\text{th,Lack}} = \frac{d_{\text{Lack}}}{\lambda_{\text{Lack}}} = 4,762 \cdot 10^{-4} \frac{\text{K m}^2}{\text{W}} \quad (4.1)$$

Um den Einfluss dieser Lackschicht auf die Wärmeleitfähigkeit in Richtung der Leiterachse zu berücksichtigen, wird $\lambda_{\text{Wicklung}\parallel}$ mittels folgender Gleichung berechnet:

$$\lambda_{\text{Wicklung}\parallel} = \frac{A_{\text{Cu}}}{A_{\text{ges}}} \lambda_{\text{Cu}} + \frac{A_{\text{Lack}}}{A_{\text{ges}}} \lambda_{\text{Lack}} = 333,92 \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad (4.2)$$

Die Hairpin-Leiter sind jeweils durch eine 0,1 mm dicke Harzschicht voneinander getrennt, die sich durch eine Wärmeleitfähigkeit von 1,2 W/mK auszeichnet. Das 0,25 mm dicke Nutpapier, das ebenfalls der elektrischen Isolation dient, kleidet das Innere der Statornut aus und weist eine Wärmeleitfähigkeit von 0,12 W/mK auf. Wie bereits in Kap. 2.3.2 beschrieben, ist der Stator Kern als Laminierung zahlreicher Bleche ausgeführt, die zueinander mithilfe einer Lackschicht isoliert sind. Für die vorliegende Maschine wird der Stapelfaktor (siehe Gl. (2.44)) zu $\psi = 0,96$ angenommen. Diese Annahme ermöglicht die Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit in tangentiale (Index φ), radiale (Index r) und axiale Richtung (Index x), um das Blechpaket als Kontinuum modellieren zu können:

$$\lambda_x = \left(\frac{\psi}{\lambda_{\text{Blech}}} + \frac{1 - \psi}{\lambda_{\text{Lack}}} \right)^{-1} = 4,449 \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad (4.3)$$

$$\lambda_r = \lambda_\varphi = \psi \lambda_{\text{Blech}} + (1 - \psi) \lambda_{\text{Lack}} = 26,88 \frac{\text{W}}{\text{m K}} \quad (4.4)$$

Schließlich gibt Tab. 4.1 eine Übersicht über die Wärmeleitfähigkeiten, die den unterschiedlichen Regionen des Statormodells zugeordnet wurden. Das flüssigkeitsdurchström-

Tabelle 4.1.: Übersicht über die Wärmeleitfähigkeiten der unterschiedlichen Regionen des Statormodells.

Region	Material	λ [W/mK]
Wicklung (in Leiterrichtung)	Kupfer inkl. Lackschicht	333,92
Wicklung (orthogonal zur Leiterrichtung)	Kupfer	386
Nutfüllung	Harz	1,2
Nutisolation	Isolationpapier	0,12
Gehäuse	Aluminiumlegierung	205
Statorblechpaket (axial)	verklebte Stahlbleche	4,449
Statorblechpaket (radial, tangential)	verklebte Stahlbleche	26,88

te Aluminiumgehäuse stellt in der Referenzmaschine die einzige Wärmesenke innerhalb des Stators dar. Die turbulente Wasser-Glykol-Strömung wird mithilfe des k - ε -Modells modelliert. Tab. 4.2 fasst die gewählten Randbedingungen und Solver-Einstellungen für

Tabelle 4.2.: Randbedingungen und Solver-Einstellungen für die Simulation der Wasser-Glykol-Strömung.

Verwendete Software	Siemens Star-CCM+ v2021.3
Zeitliche Diskretisierung	Stationär
Solver-Genauigkeit	Double Precision
Turbulenzmodell	$k-\varepsilon$
Stoffdaten	$f(T)$, s. Tab. A.1

die Strömungssimulationen zusammen. Für weitere Details zum entwickelten Modellierungsansatz, dem verwendeten Rechengitter und zu den Ergebnissen der durchgeführten Netzkonvergenzstudien sei auf die Abschlussarbeiten von Bildersheim [96] und Auch [115] verwiesen.

4.1.2. Randbedingungen und gewählte Betriebspunkte

Um den Einfluss verschiedener Lastfälle beurteilen zu können, wurden mehrere Betriebspunkte (BP) mit jeweils unterschiedlichen Verlustleistungen untersucht. Die untersuchten Betriebspunkte sind entlang der Dauerlastkennlinie der elektrischen Maschine angeordnet, die zur weiteren Diskussion in Abb. 4.4 dargestellt ist: BP1 befindet sich bei

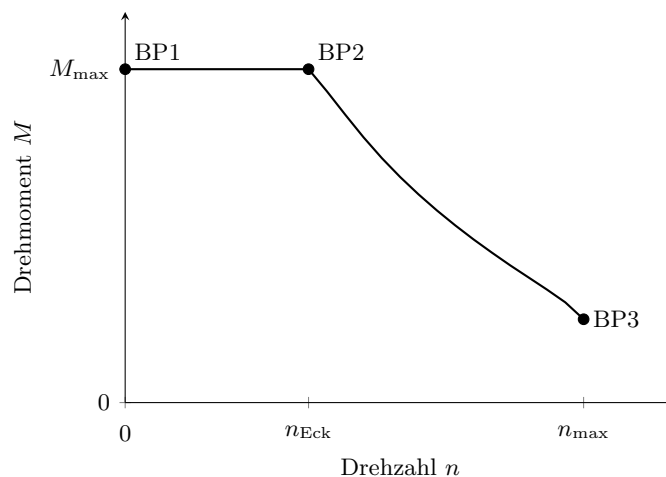


Abbildung 4.4.: Dauerlastkennlinie einer elektrischen Maschine zur Einordnung der untersuchten Betriebspunkte.

Null Drehzahl und maximalem Drehmoment M_{\max} , BP2 im Eckpunkt der Maschine und BP3 bei maximaler Drehzahl n_{\max} . Wie in Kap. 2.3.2 erläutert resultiert die relevante Abwärme maßgeblich aus Eisen- und Kupferverlusten. Während letztere als homogene volumetrische Wärmequelle innerhalb des gesamten Wickelkörpers Berücksichtigung finden, werden die Eisenverluste jeweils zur Hälfte auf das Statorjoch und die -zähne aufgeteilt. Abb. 4.5 gibt eine Übersicht über die aufgeprägten Wärmeleistungen in den

gewählten Betriebspunkten BP1, BP2 und BP3. Aus dieser Darstellung wird deutlich,

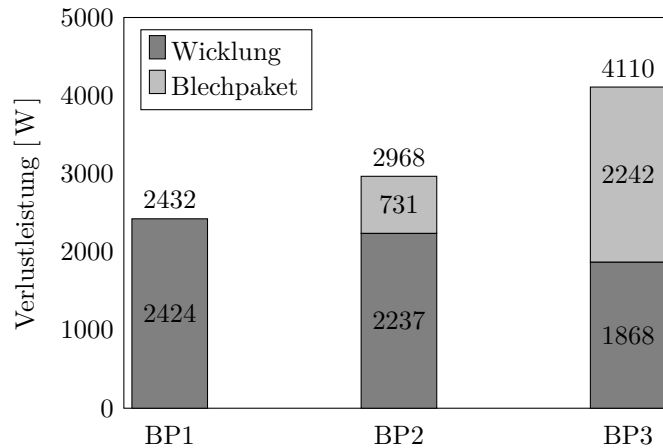


Abbildung 4.5.: Übersicht über die Verlustleistungen von Wickelkörper und Blechpaket abhängig vom betrachteten Betriebspunkt.

dass sich die Betriebspunkte nicht nur in der insgesamt anfallenden Wärmeleistung unterscheiden, sondern auch in ihrem Verhältnis von Wicklungs- zu Blechpaketverlusten: Während in BP1 nahezu die gesamte Abwärme innerhalb der Wicklung auftritt, teilen sich die Verluste in BP3 jeweils zu 55 % und 45 % auf Blechpaket und Wickelkörper auf. Wie zuvor beschrieben werden die Verluste im Referenzkonzept von einer Wasser-Glykol-Strömung abgeführt. Der zugehörige Kühlmittel-Volumenstrom von $6 \ell/\text{min}$ wird mithilfe einer Geschwindigkeitsrandbedingung am Einlass aufgeprägt, die totale Vorlauf-temperatur wird zu 60°C angenommen. Der Rücklauf wird über eine Druckrandbedingung mit $p = 1,6 \text{ bar}$ modelliert.

4.1.3. Thermische Auswertung

Zur Auswertung und Interpretation der Simulationsergebnisse zeigt Abb. 4.6 das berechnete Temperaturfeld für den Betriebspunkt BP1 im Querschnitt der Referenzmaschine. Die Maximaltemperatur findet sich erwartungsgemäß im Bereich der Wickelköpfe und liegt mit $T_{\text{max}} = 181^\circ\text{C}$ geringfügig unterhalb der zulässigen Grenztemperatur von 185°C . Die vergleichsweise schlechte thermische Anbindung der Wickelköpfe an die Wärmesenke führt folglich zur thermischen Begrenzung der gesamten Maschine. Im Gegensatz dazu weist das Statorblechpaket durch die direkte Anbindung an den Kühlmantel ein vergleichsweise geringes Temperaturniveau mit einer Maximaltemperatur von lediglich $T_{\text{max}} = 140^\circ\text{C}$ auf. Die Maximaltemperaturen für die übrigen Betriebspunkte sind in Abb. 4.7 zusammengefasst. Unabhängig vom betrachteten Betriebspunkt wird deutlich, dass die Maximaltemperatur des Wickelkörpers mit jeweils 181°C nahe der kritischen Temperatur liegt, ab der eine überhöhte Alterung/Beschädigung der Kupferlackschicht zu erwarten ist. Sowohl für BP2 als auch für BP3 ist dieser Temperatur-Hotspot erneut innerhalb des Wickelkopfes zu finden. Die Blechtemperatur der Referenzmaschine

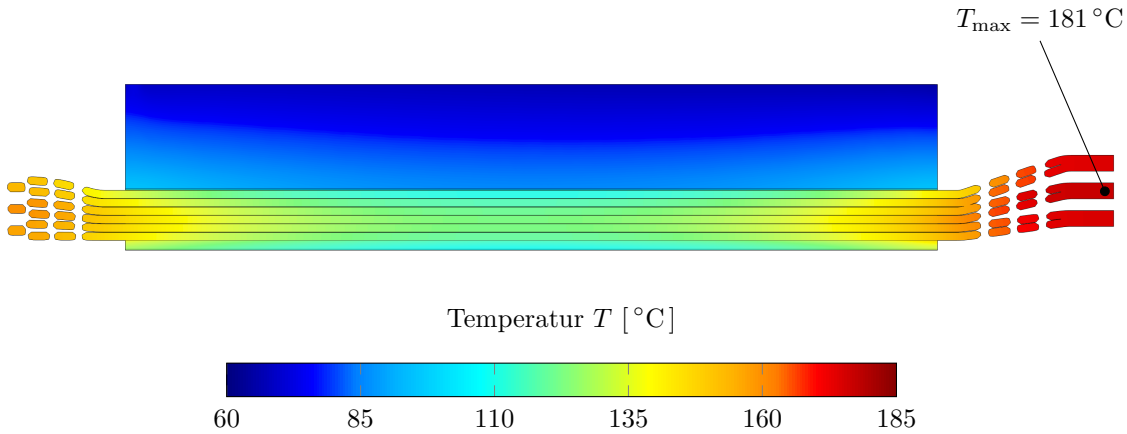


Abbildung 4.6.: Temperaturfeld für den Betriebspunkt BP1 im Querschnitt der Referenzmaschine.

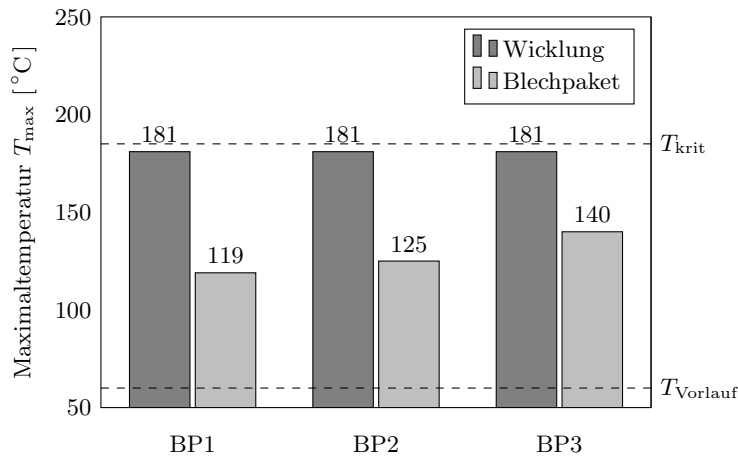


Abbildung 4.7.: Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechkpaket der Referenzmaschine für die Betriebspunkte BP1 - BP3.

erreicht ihr Maximum von 140°C im Betriebspunkt BP3 und stellt damit auch bei maximaler Drehzahl keine Leistungslimitierung der elektrischen Maschine dar. Eine Optimierung des Kühlsystems, die eine bessere thermische Anbindung der Wickelköpfe realisiert, bietet folglich das Potenzial, die Dauerleistung der Maschine zu erhöhen.

4.2. Integration von Heatpipes in die Statornuten

Mit dem Ziel, die Betriebsgrenzen der vorgestellten elektrischen Maschine zu erweitern und damit ihre Leistungsdichte zu erhöhen, wird im Folgenden eine Integrationsvariante von Heatpipes in die Nuten des Statorblechkpakets vorgestellt. Gemäß Prämisse 3 werden die Heatpipes dabei so dimensioniert, dass die Kühlung des gesamten E-Maschinen-

Stators an seinen beiden axialen Enden erfolgen kann. Die vorgestellte Variante zur Integration von Heatpipes bildet die Basis für zwei Kühlkonzepte, die jeweils in den Abschnitten 4.3 und 4.4 beschrieben werden. Abb. 4.8 zeigt den Querschnitt durch die diskretisierte Statorgeometrie und die gewählte Positionierung der Heatpipes innerhalb der Statornuten. Wie dargestellt werden die Heatpipes oberhalb der Leiter am Nutgrund

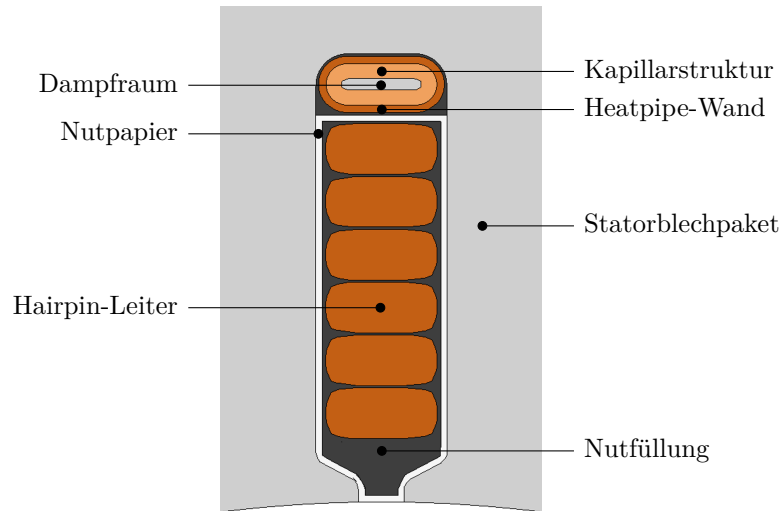


Abbildung 4.8.: Positionierung der Heatpipes innerhalb der Nuten: Querschnitt durch die diskretisierte Statorgeometrie.

eingelegt. Diese Positionierung ergibt sich maßgeblich aus den elektromagnetischen Untersuchungen in der Abschlussarbeit von Losacker [116], der eine empfindliche Störung des elektromagnetischen Konzepts bei der Integration von Heatpipes in der Nähe des E-Maschinen-Rotors nachweisen konnte. Im Gegensatz dazu belaufen sich die zusätzlichen elektromagnetischen Verluste bei einer Positionierung der Heatpipes zwischen Leitern und Nutgrund auf weniger als 417 mW für die gesamte Maschine [116]. Um das elektromagnetische Konzept gemäß Prämisse 6 nicht weiter zu beeinflussen, wurde die Höhe des Statorjochs konstant gehalten. Der Außenradius des Stators wächst folglich um den gleichen Betrag, um den die Nut vertieft wurde. Durch den Entfall des Wassermantels (vgl. Prämisse 1) kann dieser Effekt jedoch überkompensiert werden: Die heatpipegekühlte E-Maschine weist ein gegenüber der Basismaschine um ca. 12% reduziertes Volumen auf. Darüber hinaus sei auf die Positionierung der Heatpipes zwischen Statorblechpaket und Nutpapier hingewiesen. Bildersheim konnte im Rahmen seiner Abschlussarbeit [96] nachweisen, dass eine Positionierung außerhalb des Nutpapiers nicht nur vorteilhaft hinsichtlich der thermischen Eigenschaften ist, sondern auch Vorteile für das elektrische Isolationskonzept mit sich bringt. Die Abschlussarbeit von Auch [115] fokussierte sich schließlich auf die Optimierung der Heatpipegeometrie unter den beschriebenen Randbedingungen. Die resultierende Querschnittsgeometrie ist in Abb. 4.9 dargestellt und wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur thermischen Bewertung der Kühlkonzepte verwendet. Die abgeflachten (engl. flattened) Kupfer-Heatpipes weisen eine Breite von

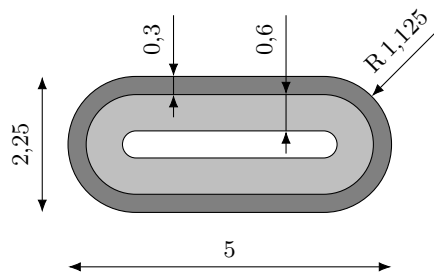


Abbildung 4.9.: Querschnittsgeometrie der verwendeten Heatpipes. Alle Angaben verstehen sich in Millimeter.

5 mm, eine Höhe von 2,25 mm und eine Außenwandstärke von 0,3 mm auf. Die 0,6 mm dicke Kapillarstruktur besteht aus einem gesinterten Kupferpulver mit einer Porosität von 50 % und einer effektiven Wärmeleitfähigkeit von 2,212 W/mK. Die resultierende Höhe und Breite des Dampfraums ergibt sich folglich jeweils zu 0,45 mm und 3,2 mm. Abb. 4.10 zeigt schließlich die Geometrie der Heatpipes außerhalb des Blechpakets sowie ihre Einbaulage innerhalb des Stators im Längsschnitt. Wie dargestellt ragen die bei-

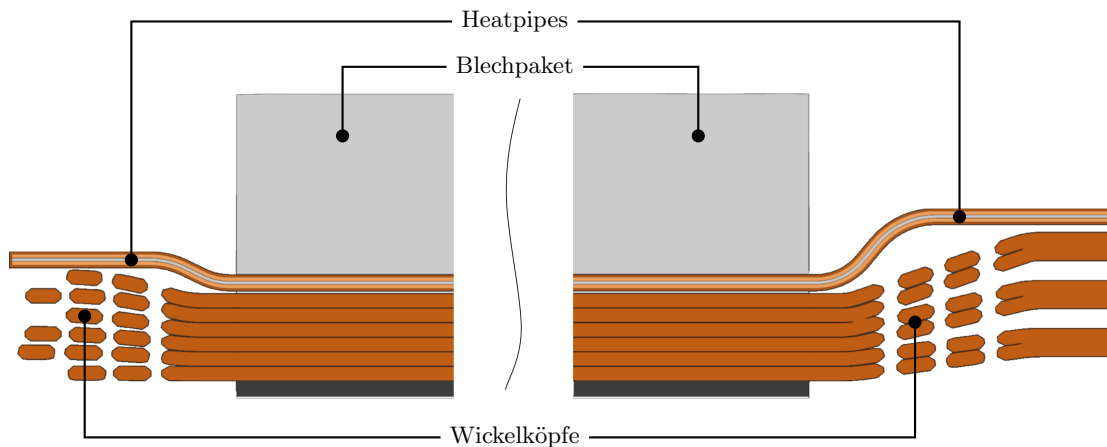


Abbildung 4.10.: Längsschnitt durch den Stator der heatpipegekühlten E-Maschine.

den Enden der Heatpipes jeweils axial aus dem Statorblechpaket heraus und verlaufen dort oberhalb der Wickelköpfe. Gemäß Prämisse 1 wird dieser Bereich in den im Folgenden vorgestellten Kühlkonzepten zur Wärmeabfuhr genutzt. Die Heatpipegeometrie außerhalb des Statorblechpakets wurde ebenfalls in den Untersuchungen von Auch [115] optimiert: Vor allem für das Kühlkonzept 2 konnte nachgewiesen werden, dass ein möglichst langer und ungekrümmter Verlauf der Heatpipe-Enden Vorteile hinsichtlich der Kühlwirkung liefert. Dieser Zusammenhang spiegelt sich in den vergleichsweise kleinen Heatpipe-Biegeradien wider (siehe rechte Seite von Abb. 4.10). Der Dampf Kern, die Kapillarstruktur und die Heatpipe-Wand werden im entwickelten CFD-Modell vollständig

vernetzt und mithilfe des in Kap. 3.2 beschriebenen Simulationsansatzes als Festkörper modelliert. Tab. 4.3 fasst die verwendeten Wärmeleitfähigkeiten des Heatpipe-Modells zusammen.

Tabelle 4.3.: Übersicht über die verwendeten Wärmeleitfähigkeiten für die Modellierung der Heatpipes innerhalb des E-Maschinen-Stators.

Region	Material	λ [W/mK]
Heatpipe-Wand	Kupfer	386
Kapillarstruktur	Gesättigte Kupfer-Sinterstruktur	2,212
Dampfraum	Effektivwert	Gl. (3.35)

4.3. Kühlkonzept 1: Wärmeabfuhr mittels eines sprayinduzierten Ölfilms

Kern des in diesem Abschnitt vorgestellten Kühlkonzepts ist die Nutzung eines sprayinduzierten Ölfilms zur Wärmeabfuhr von den freiliegenden Heatpipe-Enden und Wickelköpfen. Abb. 4.11 zeigt den schematischen Aufbau des Kühlkonzepts anhand eines Längsschnitts durch den Stator der elektrischen Maschine. Angedeutet durch die einge-

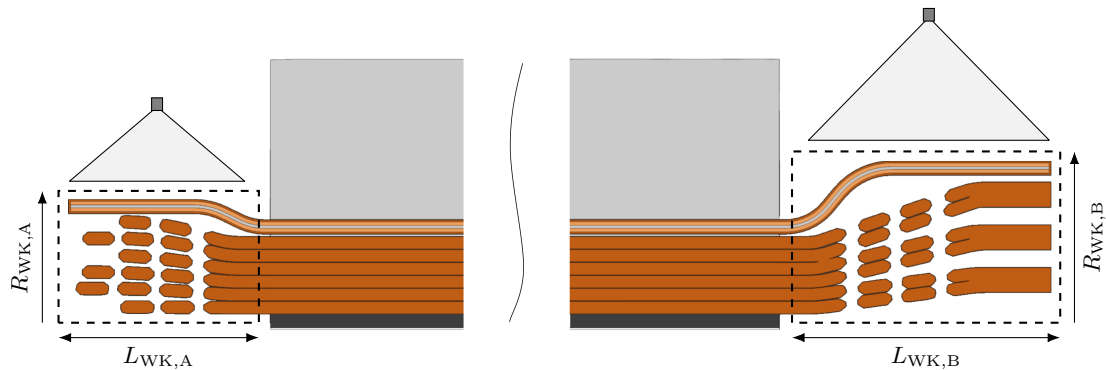


Abbildung 4.11.: Längsschnitt durch den Stator der Ölspray-gekühlten elektrischen Maschine (Kühlkonzept 1).

rahmten Bereiche und die schematisch dargestellten Düsen werden sowohl die Wickelköpfe als auch die freiliegenden Heatpipe-Enden mit einem Ölspray beaufschlagt. Zur thermischen Bewertung des vorliegenden Kühlkonzepts spielt der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{Öl}}$ in diesem Bereich eine entscheidende Rolle. Im Folgenden wird daher zunächst ein Experiment zur Bestimmung von $\alpha_{\text{Öl}}$ an den freiliegenden Heatpipe-Enden vorgestellt. Mithilfe detaillierter 3D-Wärmeleitungssimulationen wird schließlich das Potenzial des vorliegenden Kühlkonzepts bewertet.

4.3.1. Experimentelle Quantifizierung des Wärmeübergangs

Zur Quantifizierung des Wärmeübergangs zwischen einer Heatpipeoberfläche und einer sprayinduzierten Ölfilmströmung wurden ein Prüfaufbau und eine Messmethodik entwickelt, die im Folgenden vorgestellt werden. Die Messdaten geben einen Einblick in den Zusammenhang zwischen dem Wärmeübergangskoeffizienten und weiteren Einflussfaktoren wie der Massenstromdichte und der Spraytemperatur.

Messaufbau

Der konzeptionelle Aufbau des verwendeten Prüfstands ist in Abb. 4.12 dargestellt. Sowohl die verwendete Messtechnik als auch die Komponenten zur Druckbereitstellung und Ölzerstäubung wurden weitgehend aus den Untersuchungen von Brossardt [117, 118] übernommen. Eine drehzahlgesteuerte Pumpe saugt ein Prototypen-Öl¹ aus ei-

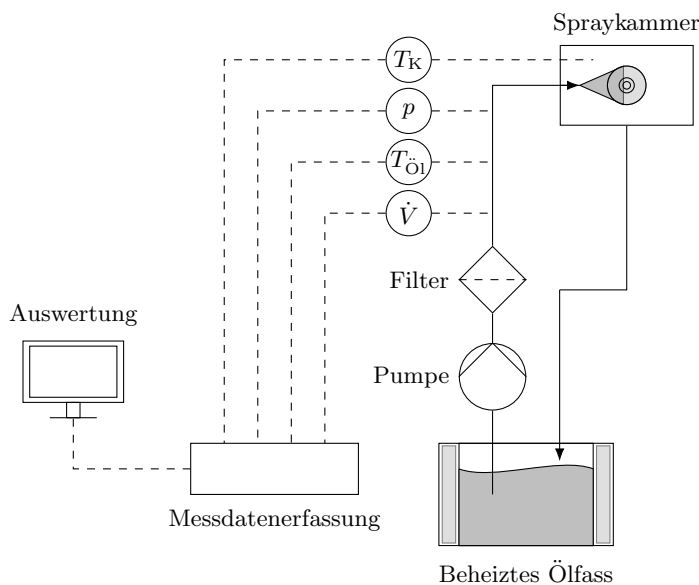


Abbildung 4.12.: Aufbau des Prüfstands zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einer Heatpipe und einem sprayinduzierten Ölfilm.

nem temperaturkonditionierten Ölfass an und fördert den Volumenstrom durch einen $40\ \mu\text{m}$ feinen Sinterfilter, der einem Verstopfen der durchströmten Komponenten vorbeugt. Stromab werden Volumenstrom, Temperatur und Druck der Ölströmung gemessen, die schließlich durch eine Düse zerstäubt wird. Der Ölspray durchquert anschließend eine temperatursensierte Spraykammer und trifft schließlich auf einen Prüfkörper, dessen Abmessungen in Abb. 4.13 dargestellt sind. Ein $55\ \text{mm}$ langer Kupferzylinder mit einem Durchmesser von $6\ \text{mm}$ ist dabei so angeordnet, dass er sich vollständig innerhalb des Spraykegels befindet. Zur Bestimmung der Temperaturverteilung und des transpor-

¹Die temperaturabhängigen Stoffdaten des verwendeten Öls finden sich im Anhang in Abb. A.2.

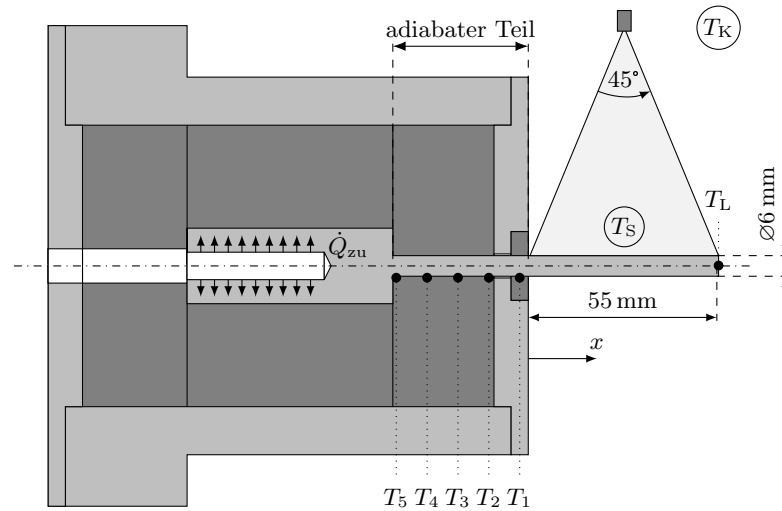


Abbildung 4.13.: Abmessungen des verwendeten Prüfkörpers und Positionierung der Temperaturmessstellen.

tierten Wärmestroms finden sich Thermoelemente an der Spitze und im innen liegenden Teil des Prüfkörpers. Letztere sind äquidistant mit einem Abstand von jeweils 9 mm zueinander angeordnet. In einem zweiten Durchmesser von 22 mm weist der Prüfkörper zur Aufnahme einer Heizpatrone zudem eine 8 mm-Bohrung mit einer Tiefe von 40 mm auf. Zur thermischen Isolation ist der Prüfling zudem in alle Raumrichtungen von einer 30 mm dicken Schicht Glaswolle umgeben. Für weitere Maße und Details des Prüfkörpers und dessen Halterung sei auf die Studienarbeit von Genuin [119] verwiesen, die sich auf die Konstruktion und Inbetriebnahme des Prüfaufbaus fokussiert.

Methodik zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten

Ziel des experimentellen Aufbaus ist die Quantifizierung des Wärmeübergangs zwischen dem Prüfkörper und einer sprayinduzierten Ölfilmströmung. Da sich der Wärmeübergangskoeffizient nicht direkt messen lässt, wird der Teil des Prüfkörpers, der mit dem Ölspray beaufschlagt wird, als Stabrippe modelliert (vgl. Kap. 2.1.5). Am Ende des Prüfkörpers bei $x = L$ gilt daher gemäß Gl. (2.24):

$$\frac{T_L - T_{\text{ref}}}{T_0 - T_{\text{ref}}} = \frac{1}{\cosh\left(\sqrt{\frac{\alpha_{\text{Öl}} U}{\lambda_{\text{Cu}} A}} L\right)} \quad (4.5)$$

Durch Umformen lässt sich eine explizite Berechnungsvorschrift für den gesuchten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{Öl}}$ herleiten:

$$\alpha_{\text{Öl}} = \frac{\lambda_{\text{Cu}} A}{UL^2} \operatorname{arcosh}^2\left(\frac{T_0 - T_{\text{ref}}}{T_L - T_{\text{ref}}}\right) \quad (4.6)$$

Die Temperatur T_0 bei $x = 0$ wird aus dem Temperaturverlauf $T_{\text{ad}}(x)$ im adiabaten Teil des Prüfkörpers bestimmt, welcher mittels einer Regressionsgeraden aus den Temperaturmessstellen T_i berechnet wird:

$$T_{\text{ad}}(x) = \frac{\sum_{i=1}^5 (x_i - \bar{x})(T_i - \bar{T})}{\sum_{i=1}^5 (x_i - \bar{x})^2} (x - \bar{x}) + \bar{T} \quad (4.7)$$

In der obigen Gleichung beschreiben \bar{x} und \bar{T} jeweils das arithmetische Mittel der x -Koordinaten und der gemessenen Temperaturen an den Thermoelementen. Zur Bestimmung von $\alpha_{\text{Öl}}$ verbleibt folglich die Referenztemperatur T_{ref} als einzige Unbekannte. Um eine Übertragbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, eignen sich jedoch weder die Öltemperatur $T_{\text{Öl}}$ vor der Düse noch die Temperatur T_{K} der Spraykammer, da diese stark vom verwendeten Prüfstands Aufbau abhängen. Von größerer Bedeutung ist die Spraytemperatur T_{S} kurz vor Auftreffen auf den Prüfkörper. Diese Temperatur kann jedoch nicht direkt gemessen werden, weil ein zusätzlicher Temperatursensor einen Teil des Prüfkörpers verschatten würde. Um die Abhängigkeit der Temperatur T_{S} von $T_{\text{Öl}}$ und T_{K} zu quantifizieren, fand im Rahmen einer Parameterstudie eine Variation von $T_{\text{Öl}}$ zwischen 30°C und 45°C statt. Dabei wurde der Öl-Volumenstrom $\dot{V}_{\text{Öl}}$ jeweils so gewählt, dass der Prüfkörper mit einer Massenstromdichte von $\dot{m}'' = 1,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$ beaufschlagt wird. Da diese Messreihe ohne Bestromung der Heizpatrone ($\dot{Q}_{\text{zu}} = 0$) aufgezeichnet wurde, lässt sich T_{S} nach Erreichen eines stationären Zustands mithilfe der Temperatursensoren $T_1 - T_5$ bestimmen. Abb. 4.14 zeigt die Abkühlung des Öls zwischen Düsen Eintritt und Auftreffen auf dem Prüfkörper in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zur Spraykammer. Erwartungsgemäß zeigen die Messdaten einen Anstieg der

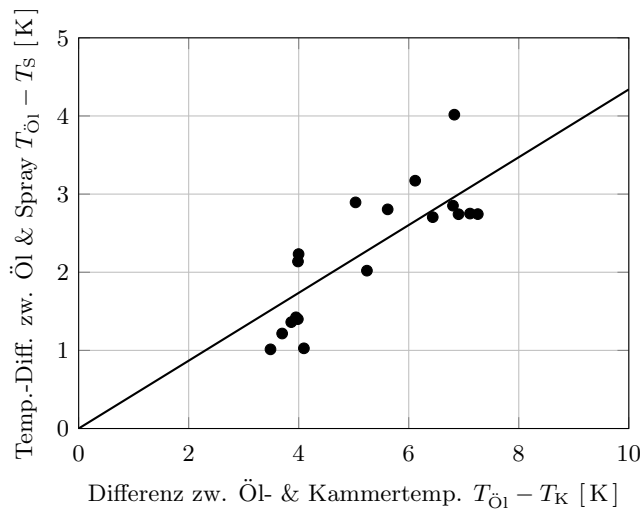


Abbildung 4.14.: Messreihe zur Bestimmung der Spraytemperatur T_{S} abhängig von Öl- und Kammertemperatur. Datenbasis: [120].

Öl-Temperaturdifferenz zwischen Düsen Eintritt und Auftreffen auf dem Prüfkörper mit steigender Differenz zwischen Öl- und Kammertemperatur. Eine Regressionsrechnung belegt einen linearen Zusammenhang mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,96031$:

$$T_{\text{Öl}} - T_{\text{S}} = 0,43397 (T_{\text{Öl}} - T_{\text{K}}) \quad (4.8)$$

Durch Umformen ergibt sich schließlich eine Berechnungsvorschrift zur Bestimmung der Referenztemperatur T_{ref} :

$$T_{\text{ref}} = T_{\text{S}} = T_{\text{Öl}} - 0,43397 (T_{\text{Öl}} - T_{\text{K}}) \quad (4.9)$$

Ergebnisse

In der Abschlussarbeit von Meyer [120] wurde der beschriebene Versuchsaufbau zur Quantifizierung des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{Öl}}$ verwendet. Abb. 4.15 zeigt den gemessenen Verlauf von $\alpha_{\text{Öl}}$ abhängig von der Massenstromdichte und der Spraytemperatur, die dabei jeweils zwischen $0,9 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $1,62 \text{ kg/m}^2\text{s}$ beziehungsweise 34°C und 42°C variiert wurden. Im betrachteten Parameterbereich konnten so Wärmeübergangs-

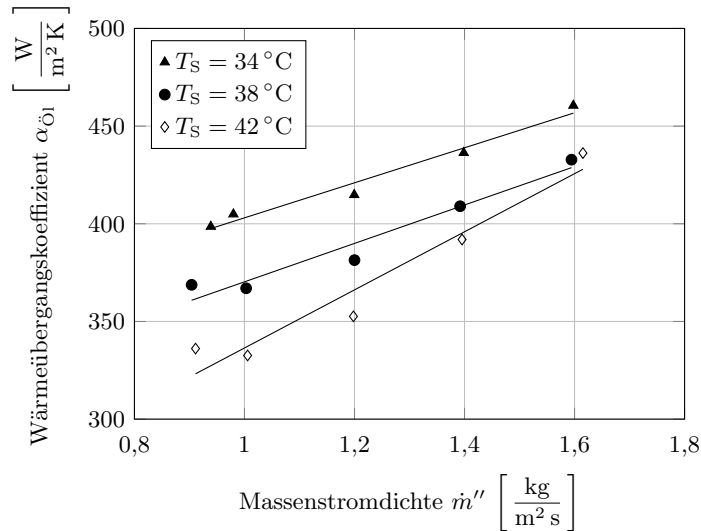


Abbildung 4.15.: Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{Öl}}$ von der Massenstromdichte und Öltemperatur. Datenbasis: [120]

koeffizienten zwischen $332,59 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $460,54 \text{ W/m}^2\text{K}$ gemessen werden. Dabei ist eine starke Abhängigkeit von der Massenstromdichte \dot{m}'' zu beobachten: Mit steigendem \dot{m}'' lässt sich für jede der untersuchten Spraytemperaturen ein nahezu linearer Anstieg von $\alpha_{\text{Öl}}$ beobachten. Dieser Zusammenhang lässt sich vor allem durch die Erhöhung der Ölfilmgeschwindigkeit und die bessere Durchmischung der Filmströmung aufgrund gesteigerter Tropfengeschwindigkeit begründen. Ferner zeigen die Daten eine Verbesserung des Wärmeübergangs mit abnehmenden Spraytemperaturen: Die Viskosität des

verwendeten Prototypenöls weist einen negativen Temperaturgradienten auf. Bei vergleichsweise geringen Temperaturen und damit hoher Viskosität kann der Ölfilm daher länger an der zylindrischen Prüfgeometrie anliegen. Bei steigenden Temperaturen ist folglich von einer Vergrößerung des Totwassergebiets und damit von einer Verkleinerung der ölbetetzten Fläche und des Wärmeübergangskoeffizienten auszugehen. Eine Abhängigkeit von der zugeführten Wärmeleistung \dot{Q}_{zu} konnte somit nicht nachgewiesen werden. Es sei darauf hingewiesen, dass sowohl Öltemperatur als auch -massenstrom die Tröpfchengröße und -form beeinflussen. Dieser Zusammenhang bietet einen weiteren Erklärungsansatz für den Verlauf von $\alpha_{\text{Öl}}$, da die Tropfencharakteristik unmittelbar mit der Durchmischung des Ölfilms und damit dem Wärmeübergang wechselwirkt. Zur weiteren Betrachtung wurde mit Microsoft Excel² eine lineare Regressionsanalyse durchgeführt. Gl. (4.10) zeigt die resultierende Berechnungsvorschrift für $\alpha_{\text{Öl}}$ in Abhängigkeit von Temperatur und Massenstromdichte. Das zugehörige adjustierte Bestimmtheitsmaß wurde zu $\overline{R^2} = 0,92116$ berechnet.

$$\alpha_{\text{Öl}} = -6,6721 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^2} \cdot T + 112,88 \frac{\text{W s}}{\text{K kg}} \cdot \dot{m}'' + 2332,9 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \quad (4.10)$$

Zur Bewertung des thermischen Potenzials von Kühlkonzept 1 lässt sich $\alpha_{\text{Öl}}$ unter den vorliegenden Randbedingungen bei $T = T_{\text{Vorlauf}} = 60^\circ\text{C}$ und $\dot{m}'' = 1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ schließlich zu $222,97 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$ bestimmen. Zuletzt findet sich im Folgenden die entdimensionierte Form von Gl. (4.10). Die Nußelt-Korrelation³ in Gl. (4.11) wurde dabei mit dem Radius des Prüfkörpers ($R = 3 \text{ mm}$) sowie der im betrachteten Temperaturbereich nahezu konstanten Öl-Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\text{Öl}} = 0,14 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ hergeleitet.

$$Nu = -0,14297 \frac{1}{\text{K}} \cdot T + 2,4189 \frac{\text{m}^2 \text{s}}{\text{kg}} \cdot \dot{m}'' + 49,991 \quad (4.11)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass Gl. (4.11) lediglich eine entdimensionierte Form von Gl. (4.10) darstellt. Eine generelle Gültigkeit der Berechnungsvorschrift bei abweichenden Randbedingungen, z.B. bei Prüfkörpern mit unterschiedlichen Durchmessern oder bei der Verwendung alternativer Öltypen und Düsengeometrien, wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht untersucht.

4.3.2. Thermische Bewertung des Kühlpotenzials

Zur Potenzialabschätzung des Kühlkonzepts 1 werden die Betriebspunkte BP1 bis BP3 mithilfe des in Kap. 4.2 vorgestellten Statormodells thermisch bewertet. Die sprayinduzierte Ölfilmströmung auf den freiliegenden Heatpipe-Enden wird dabei als konvektive Randbedingung mit einer Referenztemperatur von $T_{\text{ref}} = 60^\circ\text{C}$ (vgl. Prämisse 7) modelliert. Zur Vermeidung unzulässig hoher Druck- und damit Pumpverluste⁴ wird für eine erste Bewertung eine homogene Massenstromdichte von $1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ auf den beiden umhüllenden Zylindermantelflächen $A_{\text{WK,A}}$ und $A_{\text{WK,B}}$ der herausragenden Heatpipe-Enden

²Version 2402

³vgl. Definition der Nußelt-Zahl in Gl. (2.17)

⁴Eine Abschätzung der notwendigen Pumpleistung findet sich auf S. 109.

angenommen. Gl. (4.12) ermöglicht die Umrechnung der gewünschten Massenstromdichte $\dot{m}''_{\text{Öl}} = 1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ in den benötigten Ölmassenstrom $\dot{m}_{\text{Öl}}$:

$$\dot{m}_{\text{Öl}} = 2\pi (R_{\text{WK,A}}L_{\text{WK,A}} + R_{\text{WK,B}}L_{\text{WK,B}}) \dot{m}''_{\text{Öl}} = 0,0364 \text{ m}^2 \cdot \dot{m}''_{\text{Öl}} \quad (4.12)$$

$R_{\text{WK},i}$ und $L_{\text{WK},i}$ stellen dabei jeweils den Radius und die Länge einer einhüllenden Zylindermantelfläche dar (s. Abb. 4.11). Zur Beaufschlagung der Heatpipe-Enden mit einer Öl-Massenstromdichte von $1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ist folglich ein Gesamtmassenstrom von $0,0364 \text{ kg/s}$ notwendig. Der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ wird unter Nutzung von Gl. (4.10) zu $\alpha_{\text{Öl}} = 222,97 \text{ W/m}^2\text{K}$ berechnet. Schließlich zeigt Abb. 4.16 das resultierende Temperaturfeld für den Betriebspunkt BP3, der unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Randbedingungen thermisch bewertet wurde. Im Gegensatz zur Referenz-

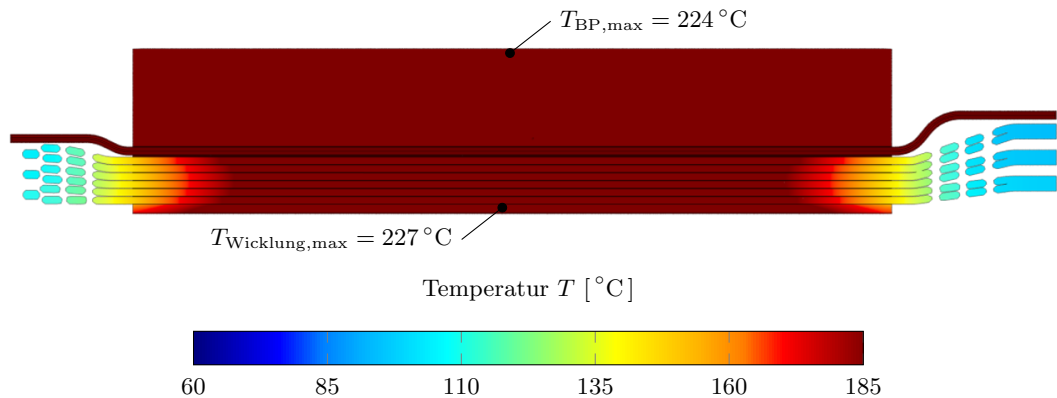


Abbildung 4.16.: Resultierendes Temperaturfeld für das Kühlkonzept 1 im Betriebspunkt BP3.

maschine liegen die Cold-Spots erwartungsgemäß innerhalb der Wickelköpfe. Die Verlustwärme des E-Maschinenstators wird, wie beabsichtigt, über die Wicklung und vor allem über die Heatpipes nach außen und schließlich über die sprayinduzierte Ölfilmströmung abgeführt. Nichtsdestotrotz übersteigt die Temperatur der Hairpin-Leiter und des Statorblechpakets in großen Bereichen die zulässige Grenztemperatur von $185 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Maximaltemperaturen von Blechpaket und Wicklung betragen jeweils $224 \text{ }^\circ\text{C}$ und $227 \text{ }^\circ\text{C}$ und befinden sich in der Mitte des Stators. Zur weiteren Bewertung lässt sich der durchschnittliche Temperaturanstieg des Öls mithilfe von Gl. (4.13) abschätzen:

$$\Delta T_{\text{Öl}} = \frac{\dot{Q}_{\text{V,ges}}}{\dot{m}_{\text{Öl}} c_{\text{p,Öl}}} \quad (4.13)$$

Im betrachteten Betriebspunkt mit einer gesamten Verlustleistung von $\dot{Q}_{\text{V,ges}} = 4110 \text{ W}$, einer spezifischen Wärmekapazität⁵ $c_{\text{p,Öl}} = 2060 \text{ J/kgK}$ und dem angenommenen Öl-Massenstrom von $0,0364 \text{ kg/s}$ ergibt sich die durchschnittliche Temperaturerhöhung zu

⁵Bei der Vorlauftemperatur $60 \text{ }^\circ\text{C}$, vgl. Stoffdaten des verwendeten Prototypenöls in Tab. A.2.

$\Delta T_{\text{Öl}} = 54,8 \text{ K}$. Diese Temperaturerhöhung findet in der gewählten Simulationethodik jedoch keine Berücksichtigung: Zum einen ist mit steigender Temperatur ein geringerer Wärmeübergangskoeffizient zu erwarten (siehe Abb. 4.15), zum anderen verringert sich das treibende Temperaturgefälle und senkt damit die Kühlleistung an den mit Öl beaufschlagten Flächen. Darüber hinaus sei auf den Zusammenhang hingewiesen, dass Öle bei hohen Temperaturen vermehrt altern. Ein unzulässig hoher Temperaturanstieg sollte folglich vermieden werden. Die weitere Optimierung des Wärmeübergangs ist daher lediglich über die Erhöhung des eingesetzten Massenstroms möglich. Zur Bewertung dieser Maßnahme wird zunächst die notwendige elektrische Pumpleistung $P_{\text{Pump,el}}$ zur Förderung des Öls durch die Düsen abgeschätzt. Dabei wird vereinfacht von einer idealen Flüssigkeit ausgegangen und mechanische sowie elektrische Pumpverluste und Strömungsverluste vernachlässigt. Es handelt sich folglich erneut um eine chancenorientierte Abschätzung, die sich durch folgende Ungleichung beschreiben lässt:

$$P_{\text{Pump,el}} > \dot{V}_{\text{Öl}} \Delta p_{\text{Düse}} = \frac{\dot{m}_{\text{Öl}}}{\rho_{\text{Öl}}} \Delta p_{\text{Düse}} \quad (4.14)$$

Unter Nutzung der Öldichte² von $\rho_{\text{Öl}} = 812 \text{ kg/m}^3$ und des Druckverlusts $\Delta p = 10 \text{ bar}$ der Düse im Spezifikationspunkt lässt sich die elektrische Leistungsaufnahme der Pumpe zu $P_{\text{Pump,el}} > 44,9 \text{ W}$ abschätzen. Eine weitere Erhöhung des Massenstroms kann folglich zu einer merklichen Beeinträchtigung der Fahrzeugreichweite führen und wird unter Berücksichtigung von Prämisse 4 daher als nicht zielführend betrachtet. Darüber hinaus sei auf die negative Beeinflussung der Planschverluste hingewiesen, die bei einer weiteren Steigerung des Massenstroms zusätzlich den mechanischen Wirkungsgrad der E-Maschine verringern. Zur Vollständigkeit zeigt Abb. 4.17 die Maximaltemperaturen von Wicklung und Blechpaket in den Betriebspunkten BP1 bis BP3. Im Betriebs-

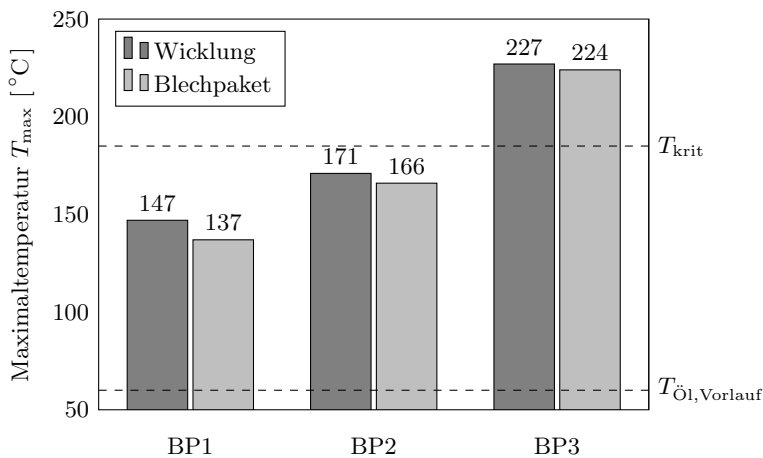


Abbildung 4.17.: Kühlkonzept 1: Errechnete Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.

punkt BP1 kann die Maximaltemperatur der Wicklung von 181 °C auf 147 °C verrin-

gert werden. Verglichen mit der Referenzmaschine lässt sich ein Anstieg der maximalen Blechtemperatur von $119\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $137\text{ }^{\circ}\text{C}$ beobachten. Im Betriebspunkt BP2 kann die Maximaltemperatur in der Wicklung von $181\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $171\text{ }^{\circ}\text{C}$ verringert werden, die maximale Blechtemperatur steigt jedoch von $125\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $166\text{ }^{\circ}\text{C}$. Es sei darauf hingewiesen, dass die Referenzmaschine, unabhängig vom Betriebspunkt, ausschließlich durch die Hotspot-Temperatur der Wicklung begrenzt wird. Beim Betrieb der ölgekühlten Maschine in BP3 überschreiten jedoch sowohl Wicklung als auch Blechpaket die kritische Grenztemperatur. Dies liegt vor allem an der hohen Verlustleistung des Blechpakets, das im Vergleich zur Referenzmaschine keine direkte Anbindung an die Wärmesenke aufweist. Die begrenzte Wärmeabgabe über die Heatpipe-Enden führt folglich zu einer vergleichsweise schlechten thermischen Anbindung des Blechpakets an die Wärmesenke. Aufgrund des moderaten Wärmeübergangs eignet sich Kühlkonzept 1 nicht, die Maschine alleinig an ihren axialen Enden zu kühlen. Zur Bekräftigung dieses Fazits findet sich in Kap. A.5 eine erneute Bewertung des thermischen Potenzials mit einer chancenorientierten Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten. Um etwaige Extrapolationsfehler bei der Verwendung von Gl. (4.10) zu vermeiden, wird darin $\alpha_{\text{Öl}}$ bei $42\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu $332,59\text{ W/m}^2\text{K}$ bestimmt (siehe Abb. 4.15). Trotz dieser stark progressiv geprägten Abschätzung konnte im Betriebspunkt BP3 erneut eine Überschreitung der kritischen Grenztemperatur festgestellt werden. Das Konzept wird daher im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit nicht weiter verfolgt. Eine Erweiterung der Referenzmaschine um eine Ölspraykühlung der Wickelköpfe, also die Kombination aus ölspraygekühlten Wickelköpfen zusammen mit einer Wassermantelkühlung, zeigt jedoch ein großes thermisches Potenzial und wird detailliert in der Arbeit von Brossardt [117] analysiert und bewertet.

4.4. Kühlkonzept 2: Flüssigkeitsgekühlte Vergusskappen

Das in diesem Abschnitt vorgestellte und bewertete Kühlkonzept 2 basiert auf aktiv fluidisch gekühlten Bauelementen, die zusammen mit den Heatpipe-Enden und den Wickelköpfen beidseitig vergossen werden. Abb. 4.18 zeigt das Konzept im Längsschnitt. Wie dargestellt weist der E-Maschinen-Stator flüssigkeitsdurchströmte Vergusskappen aus Aluminium mit einer L-förmigen Querschnittsgeometrie auf, welche die beiden Wickelköpfe jeweils axial und radial einhausen. Zusammen mit dem Statorblechpaket entsteht so ein freies Volumen, das mit demselben Vergussharz ausgegossen wird, das bereits zur Nutfüllung verwendet wird. Durch den Verguss ergibt sich ein vergleichsweise geringer thermischer Widerstand zwischen den freistehenden Heatpipe-Enden, den Wickelköpfen und den durchströmten Vergusskappen. Die Wärmeabfuhr findet folglich ausschließlich an den axialen Enden der E-Maschine statt und wird mithilfe eines Kühlmittels realisiert, das je Vergusskappe durch fünf Strömungskanäle geleitet wird. Abb. 4.19 zeigt die Strömungsgeometrie in dreidimensionaler Darstellung. Wie dargestellt tritt die Wasser-Glykol-Strömung radial in die Vergusskappen ein. Der Massenstrom teilt sich anschließend auf die insgesamt fünf Kühlkanäle auf, von denen zwei eine stirnseitige und drei eine koaxiale Ausrichtung zur E-Maschinen-Achse aufweisen. Die Kühlmittelströmung verläuft schließlich tangential bis zum Austritt aus den Vergusskappen.

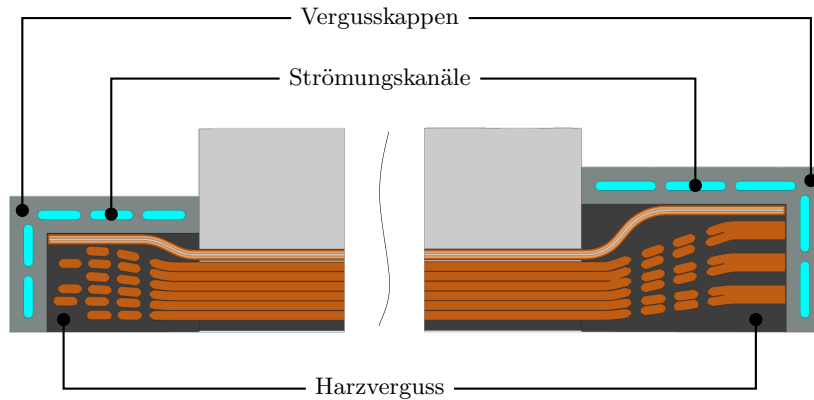


Abbildung 4.18.: Längsschnitt durch den heatpipegekühlten E-Maschinen-Stator mit flüssigkeitsgekühlten Vergusskappen (Kühlkonzept 2).

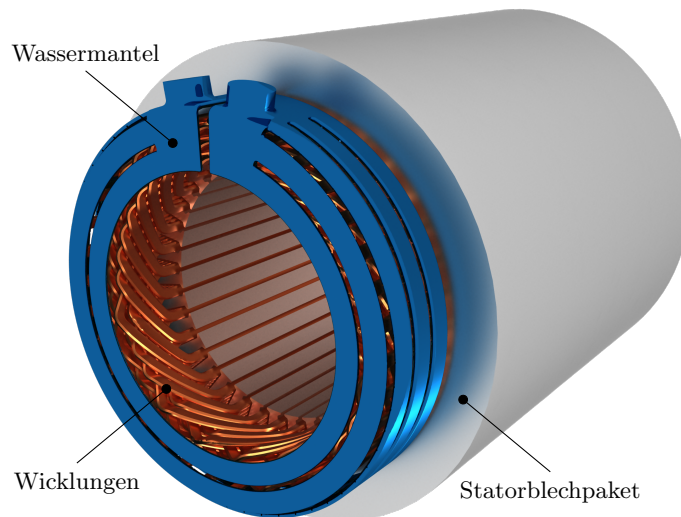


Abbildung 4.19.: Dreidimensionale Darstellung der Strömungskanäle innerhalb der Wasser-Glykol-gekühlten Vergusskappen.

4.4.1. Thermische Bewertung des Kühlpotenzials

Um die thermische Leistungsfähigkeit des vorgestellten Kühlsystems zu bewerten, wurden erneut die Betriebspunkte BP1 bis BP3 simuliert. Um eine maximale Vergleichbarkeit mit der Basiskonfiguration sicherzustellen, wird dasselbe Wasser-Glykol-Gemisch⁶ wie im Referenzmodell verwendet, das eine Vorlauftemperatur von 60 °C aufweist (siehe Prämisse 7). Der Volumenstrom wird erneut zu 6 l/min angenommen, wird zu gleichen Teilen auf die beiden Seiten der E-Maschine aufgeteilt und mit den in Tab. 4.2 zusammengefassten Solver-Einstellungen simuliert. Analog zur Nutzfällung der Referenz-

⁶Stoffdaten des eingesetzten Wasser-Glykol-Gemischs finden sich in Tab. A.1.

maschine wird der Wickelkopf- und Heatpipe-Verguss mit einer Wärmeleitfähigkeit von $1,2 \text{ W/mK}$ modelliert, den Vergusskappen aus Aluminium wird eine konstante Wärmeleitfähigkeit von 205 W/mK zugeordnet. Alle übrigen Randbedingungen entsprechen denen der Referenzmaschinen-Modellierung. Das resultierende Temperaturfeld im Längsschnitt des E-Maschinen-Stators ist in Abb. 4.20 visualisiert. Erwartungsgemäß stellen

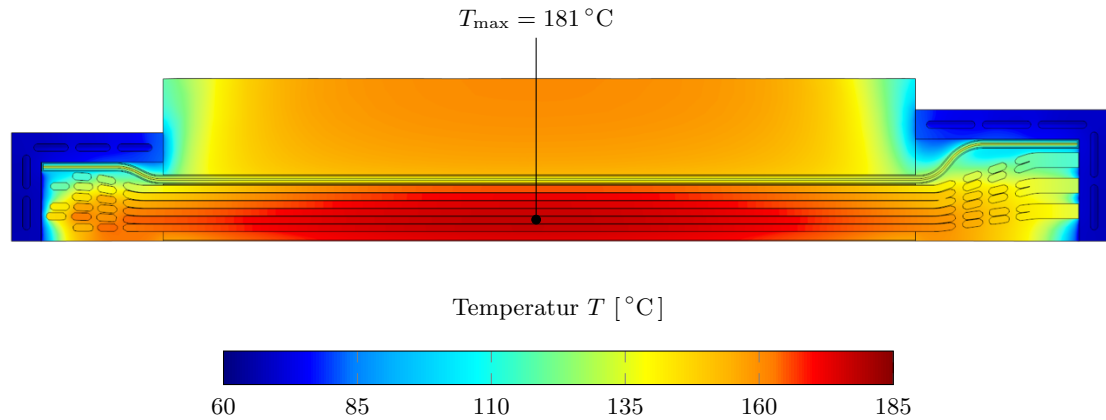


Abbildung 4.20.: Resultierendes Temperaturfeld für das Kühlkonzept 2 im Betriebspunkt BP3.

die flüssigkeitsgekühlten Vergusskappen den kältesten Punkt des E-Maschinen-Stators dar. Durch die Aufheizung des Kühlmittels entlang des Strömungspfad unterscheidet sich die Cold-Spot-Temperatur jedoch je nach Schnittebene um bis zu $11,1 \text{ K}$.⁷ Die Maximaltemperatur von $T_{\max} = 181 \text{ °C}$ stellt sich innerhalb der Wicklungen in der Mitte des Stators ein und liegt damit, anders als beim Kühlkonzept 1, unterhalb von $T_{\text{krit}} = 185 \text{ °C}$. Darüber hinaus ist eine vergleichsweise homogene Verteilung der Leitertemperatur zu beobachten, klar abgegrenzte Hotspots können weitestgehend vermieden werden. Im Vergleich zum Basiskonzept fällt jedoch eine hohe Blechtemperatur mit $T_{\max} = 174 \text{ °C}$ auf: Das Statorblechpaket ist, anders als bei der Referenzmaschine, nicht mehr direkt an die Wärmesenke angebunden. Die entstehende Wärme aus Hysterese- und Wirbelstromverlusten muss folglich zunächst in die Heatpipes und von dort zu den gekühlten Vergusskappen geleitet werden. Der zugehörige thermische Widerstand fällt verglichen mit der Statormantelkühlung höher aus und erklärt das gesteigerte Temperaturniveau. Zusammenfassend zeigt Abb. 4.21 eine Übersicht der Maximaltemperaturen innerhalb von Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3. Im Betriebspunkt BP1 kann die Maximaltemperatur innerhalb der Wicklung von 181 °C auf 138 °C verringert werden. Aufgrund des erhöhten thermischen Gesamtwiderstands zwischen Blechpaket und Wärmesenke steigt die maximale Blechtemperatur moderat von 119 °C auf 123 °C . Ein ähnliches Verhalten lässt sich im Betriebspunkt BP2 beobachten: Die maximale Wicklungstemperatur kann erneut deutlich reduziert werden (von 181 °C auf 152 °C), während die maximale Temperatur des Blechpakets um 14 °C auf

⁷Durchschnittliche Erwärmung des Kühlmittels berechnet analog Gl. (4.13).

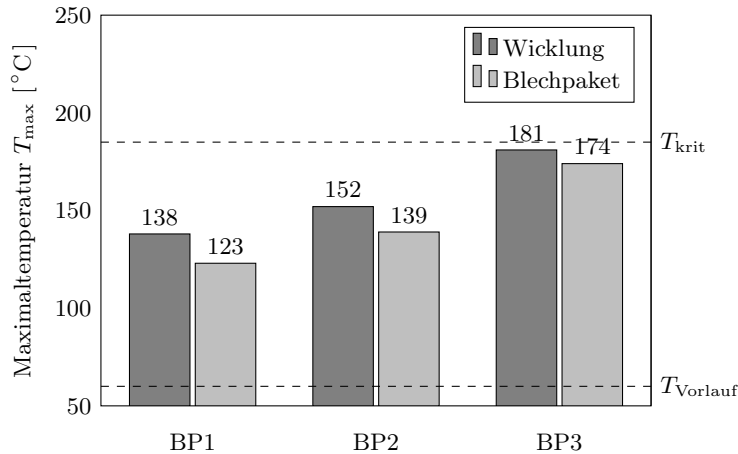


Abbildung 4.21.: Kühlkonzept 2: Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.

139 °C steigt. Zusammenfassend zeigt das vorgestellte Kühlkonzept 2 große Potenziale zur effizienteren Stator Kühlung elektrischer Maschinen. Im Folgenden wird daher eine Erweiterung des Betriebsbereichs (siehe Prämisse 3) unter Nutzung dieser Potenziale quantifiziert.

4.4.2. Erweiterung des Betriebsbereichs

Die zuvor nachgewiesene Verringerung der Maximaltemperaturen innerhalb von Wicklung und Blechpaket erlaubt aus thermischer Sicht eine Erweiterung des Maschinenkennfelds. Um dieses Potenzial zu bewerten, ist ein iterativer Simulationsprozess notwendig, der in Abb. 4.22 dargestellt ist. Startpunkt des Arbeitsablaufs ist die Simu-

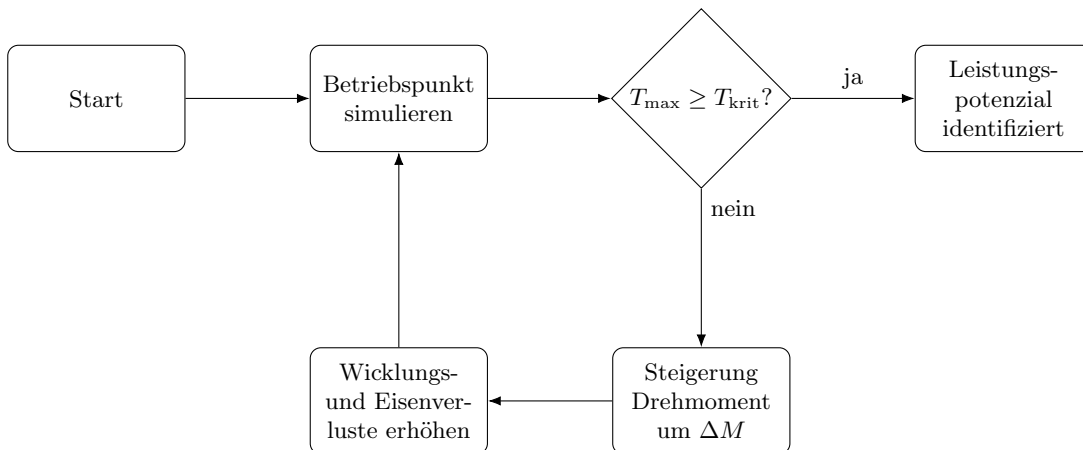


Abbildung 4.22.: Übersicht über den iterativen Simulationsprozess zur Quantifizierung des Leistungspotenzials.

lation des jeweiligen Ausgangsbetriebspunktes. Nach Konvergenz der Lösung werden die Maximaltemperaturen T_{\max} innerhalb der Wicklung und des Blechpaketes ausgewertet. Liegen beide Temperaturen unterhalb von $T_{\text{krit}} = 185^\circ\text{C}$, wird das Drehmoment um $\Delta M = 2\text{ Nm}$ gesteigert. Aufgrund der Leistungssteigerung ergeben sich erhöhte Wicklungs- und Eisenverluste, die aus den zugehörigen Verlustkennfeldern der E-Maschine ermittelt und innerhalb des nächsten Simulationsdurchlaufs berücksichtigt werden. Führt die Anhebung des Drehmoments schließlich zu einer Überschreitung von T_{krit} , endet der Simulations-Workflow und der Betriebspunkt des letzten Durchlaufs wird als Grenzpotenzial identifiziert. Die ermittelten Grenzverluste in Wicklung und Blechpaket sind in Abb. 4.23 zusammengefasst. Für den Betriebspunkt BP1 konnte eine mögliche

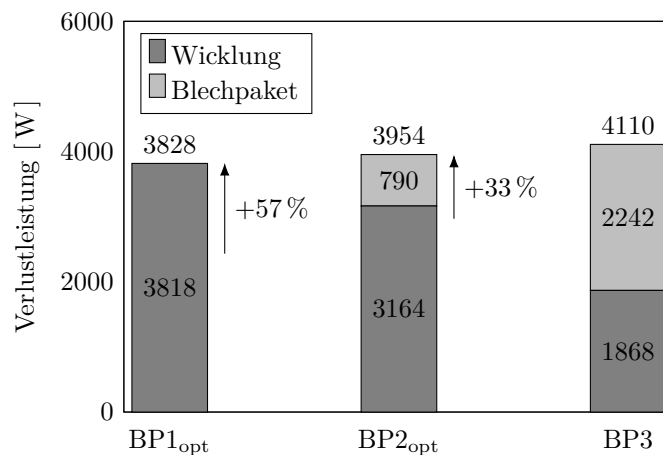


Abbildung 4.23.: Übersicht über die Wicklungs- und Blechpaketverluste, die grenzwertig nicht zu einer Überschreitung der kritischen Temperatur T_{krit} führen.

Steigerung der Verlustleistung um 57% ohne eine Überschreitung von T_{krit} nachgewiesen werden. Mit $T_{\max} = 138^\circ\text{C}$ resultiert das vergleichsweise hohe Potenzial zur Leistungssteigerung maßgeblich aus dem geringen Temperaturniveau der Wicklungen (siehe Abb. 4.21). Im Betriebspunkt BP2 spielen die Verluste im Blechpaket mit einem Anteil von ca. 20% eine deutlich größere Rolle als in BP1. Trotz der vergleichsweise schlechteren Anbindung des Statorblechpakets an die Wärmesenke ermöglicht das Kühlsystem 2 eine Steigerung der Verluste um 33%. Im Gegensatz dazu konnte für BP3, aufgrund der hohen Wirbelstromverluste und des vergleichsweise hohen Temperaturniveaus, keine Erweiterung der Leistungsgrenzen nachgewiesen werden, T_{\max} lag bereits nach der ersten Drehmomentsteigerung oberhalb von 185°C . Eine Übersicht über die betriebspunktabhängigen Hotspot-Temperaturen findet sich ergänzend in Abb. A.3. Abschließend vergleicht Abb. 4.24 das erweiterte Drehmoment-Kennfeld mit dem Basis-Konzept. Die Kühlung des E-Maschinen-Stators mithilfe von Heatpipes und flüssigkeitsdurchströmter Vergusskappen ermöglicht eine Steigerung des maximalen Dauer-Drehmoments um 30% bei Null Drehzahl (BP1). Im Eckpunkt (BP2) erlaubt das Kühlsystem 2 eine Leistungssteigerung von 17%. Lediglich bei maximaler Drehzahl zeigt das Konzept gegenüber

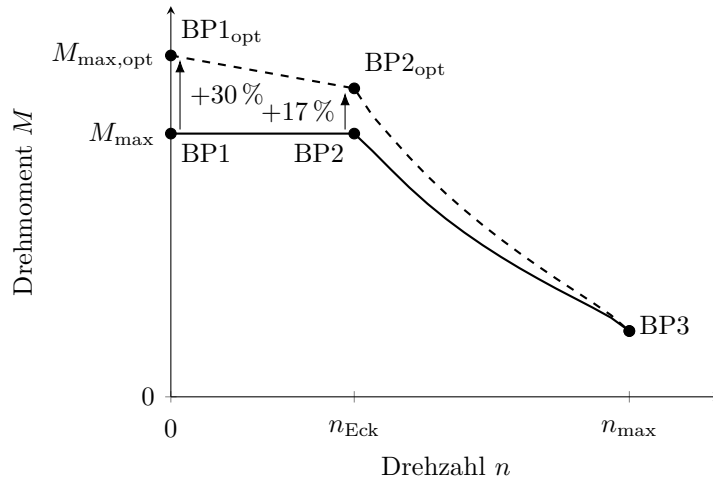


Abbildung 4.24.: Vergleich des erweiterten E-Maschinen-Kennfelds mit der Basiskonfiguration.

der standardmäßigen Statormantel-Kühlung kein Potenzial zur weiteren Steigerung des Drehmoments. Um darüber hinaus eine weitere Erhöhung des zulässigen Dauermoments zu erreichen, sind weitergehende Optimierungsmaßnahmen notwendig, wie zum Beispiel eine verbesserte thermische Anbindung der Heatpipes an die Fluidströmung, die Verwendung von Heatpipes mit größerem Querschnitt oder ein Absenken der Vorlauftemperatur.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde das Potenzial von Heatpipes zur effizienten Stator Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen in zwei Teilen bewertet. Im ersten Teil (Kap. 3) wurden Simulationsmethoden entwickelt, die eine Berücksichtigung der strömungsmechanischen und thermodynamischen Vorgänge innerhalb von Heatpipes ermöglichen. Dabei lag der Fokus auf drei abgegrenzten Themengebieten, die in den folgenden Abschnitten 5.1 - 5.3 jeweils kurz zusammengefasst werden: der hochaufgelösten Simulation der Verdampfung aus Kapillarstrukturen zur Ermittlung des thermischen Widerstands an der Phasengrenze, der Entwicklung eines recheneffizienten Modells, das eine thermisch korrekte Berücksichtigung von Heatpipes auf Gesamt-System-Ebene ermöglicht sowie der Mehrphasensimulation von Heatpipes, die tiefe Einblicke in die internen thermodynamischen Vorgänge ermöglicht. Im zweiten Teil wurden schließlich zwei heatpipebasierte Konzepte zur Stator Kühlung elektrischer Maschinen mithilfe der zuvor entwickelten Modelle thermisch bewertet und gegenübergestellt. Eine kurze Zusammenfassung der zugehörigen Ergebnisse findet sich in Kap. 5.4. Die folgenden Abschnitte enden zudem jeweils mit einem kurzen Ausblick, der als Motivation für etwaige wissenschaftliche Folgearbeiten dienen kann.

5.1. Der thermische Widerstand beim Phasenwechsel innerhalb von Sinterstrukturen

Der thermische Widerstand $R_{th,ph}$ an der Phasengrenzfläche wird in bestehender Literatur meist nicht oder lediglich rudimentär berücksichtigt. Der Fokus von Kap. 3.1 lag daher auf der Quantifizierung von $R_{th,ph}$ am repräsentativen Beispiel der Verdampfung von Wasser aus einer gesinterten Kupfer-Kapillarstruktur. Unter Nutzung der Software „Surface Evolver“ wurden dazu zunächst mikroskopisch hochaufgelöste 3D-Geometrien von kapillar gekrümmten Phasengrenzflächen berechnet. Abhängig von Porosität, Kontaktwinkel und dem zur Verfügung stehenden Wasservolumen wurden so insgesamt 1638 Oberflächen hinsichtlich ihrer Phasengrenzlinie ausgewertet, an der Festkörper sowie die flüssige und dampfförmige Phase aufeinander treffen. Die berechneten Geometrien bildeten schließlich die Basis für Wärmeleitungssimulationen zur Quantifizierung des thermischen Widerstands. Im zugehörigen Modell wurde die Verdampfung mithilfe der kinetischen Gastheorie modelliert, die Berechnung der entsprechenden Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten fand mithilfe der Statistic-Rate-Theory (SRT) unter Berücksichtigung des Thermal-Energy-Dominant (TED)-Limits statt. Insgesamt wurden mit dem beschriebenen Vorgehen 8316 thermische Widerstände für verschiedene Porositäten, Korngrößen des Sinter-Grundmaterials, Kontaktwinkel, Wasservolumina und

Temperaturen ausgewertet. Mit dem Ziel, die gewonnenen Erkenntnisse auch in makroskopischen Simulationen verwenden zu können, wurden diese schließlich durch Mittelung über verschiedene Wasservolumina hinweg in einem Datensatzes aggregiert, der eine temperaturabhängige Berechnung des thermischen Widerstands für eine gegebene Sinterstruktur ermöglicht. Die wichtigsten Ergebnisse sind im Folgenden zusammengefasst:

- Der thermische Widerstand der Phasengrenze ist stark temperaturabhängig und sinkt bei steigender Temperatur.
- Je kleiner der Kontaktwinkel, desto größer die Oberfläche, an der Dünnschichtverdampfung auftritt, und desto geringer der resultierende thermische Widerstand.
- Der thermische Widerstand der Phasengrenze steigt mit zunehmender Porosität an, da das Verhältnis von Dünnschicht- zur gesamten Flüssigkeitsoberfläche abnimmt.
- Durch die Ausbildung von Kapillarbrücken wird die Länge der Fest-Flüssig-Dampf-Kontaktlinie und somit auch die Oberfläche, an der Dünnschichtverdampfung auftritt, signifikant vergrößert. Kapillarbrücken führen folglich zu vergleichsweise geringen thermischen Widerständen.
- Große Korngrößen des Sinter-Grundmaterials führen zu kleinen Verhältnissen von Dünnschicht- zur gesamten Phasengrenzfläche und damit zu vergleichsweise hohen thermischen Widerständen.

Der entwickelte Datensatz bildete schließlich eine Basis für nachfolgende Untersuchungen, in denen der thermische Widerstand an der Phasengrenzfläche dadurch abhängig von der lokalen Temperatur berücksichtigt werden konnte. Obwohl das verwendete Modell mithilfe bestehender Literatur validiert wurde, wird an dieser Stelle zusätzlich eine experimentelle Validierung empfohlen, um den Einfluss von Oberflächenrauigkeiten sowie einer realen, nicht idealen Verteilung und Form der Sinterpartikel zu charakterisieren. Das beschriebene Vorgehen und der erarbeitete Modellierungsansatz können ferner dazu verwendet werden, den thermischen Widerstand alternativer Kapillarstrukturen, wie zum Beispiel von Axialrillen oder Gitternetzen, zu quantifizieren.

5.2. Ein recheneffizienter Ansatz zur Simulation von Heatpipes

Um das thermische Verhalten heatpipebasierter Kühlkonzepte auf Systemebene bewerten zu können, sind recheneffiziente Modelle notwendig, die eine hinreichend genaue Abbildung der komplexen thermodynamischen Vorgänge innerhalb von Heatpipes ermöglichen. Die in Kap. 3.2 beschriebenen Untersuchungen fokussierten sich daher auf die Entwicklung eines wärmeleitungs-basierten Heatpipemodells. Dazu wurde zunächst eine analytische Berechnungsvorschrift für den Druckverlauf innerhalb der Dampfströmung hergeleitet. Der Modellierungsansatz berücksichtigt dabei den Einfluss von Geschwindigkeitskomponenten quer zur Hauptströmungsrichtung, die das Strömungs- und Druckfeld

vor allem im Verdampfer- und Kondensatorabschnitt der Heatpipe maßgeblich beeinflussen. Im Anschluss wurde das entwickelte Modell mithilfe detaillierter Strömungssimulationen für verschiedene Heatpipe-Geometrien und Randbedingungen validiert. Die analytische Beschreibung des Druckverlaufs wurde schließlich zur Herleitung einer geschlossenen Berechnungsvorschrift für die effektive, lokal aufgelöste Wärmeleitfähigkeit des Dampfkerns verwendet. Unter Nutzung des zuvor entwickelten Datensatzes zur Bestimmung des Phasenwechselwiderstands wurde das finale Wärmeleitungsmodell schließlich mithilfe experimenteller Daten validiert und vom Stand der Technik abgegrenzt. Nachstehend finden sich die wichtigsten Ergebnisse stichpunktartig zusammengefasst:

- Der Druckverlauf innerhalb der Dampfströmung einer Heatpipe kann mithilfe des analytisch hergeleiteten Ausdrucks abhängig vom verdampfenden und kondensierenden Massenstrom vorhergesagt werden und unterscheidet sich signifikant von dem einer (Hagen-)Poiseuille-Strömungen.
- Das Verhältnis von Hagen- zur Reynolds-Zahl $\frac{Hg}{Re}$ wurde als wichtige Einflussgröße zur Berechnung der lokal aufgelösten effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit identifiziert. $\frac{Hg}{Re}$ kann mithilfe des hergeleiteten geschlossenen Ausdrucks in Gl. (3.34) sowohl für flache als auch für zylindrische Heatpipes bei unterschiedlichen Randbedingungen berechnet werden.
- Bei niedrigen Dampftemperaturen und kleinen Strömungsquerschnitten ist der thermische Widerstand einer Heatpipe maßgeblich durch den Druckabfall innerhalb der Dampfströmung geprägt. Das entwickelte Modell ermöglicht die Berücksichtigung dieses Zusammenhangs durch die Vorgabe einer ortsabhängigen Wärmeleitfähigkeit des Dampfkerns.

Das entwickelte Vorgehen bildete schließlich die Basis für die nachfolgende thermische Bewertung heatpipebasierter Konzepte zur Stator Kühlung elektrischer Maschinen. Das Modell zeigt eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten und weist durch die Berücksichtigung des Druckverlusts innerhalb der Dampfströmung nennenswerte Vorteile gegenüber dem Stand der Technik auf. An dieser Stelle sei daher auf eine Möglichkeit zur Erweiterung des Simulationsansatzes hingewiesen: Um das Modell auch für Fragestellungen mit komplexeren Randbedingungen nutzen zu können, wie zum Beispiel die Wärmespreizung innerhalb von Vapor-Chambers, muss das Druckfeld für eine weitere räumliche Dimension vorhergesagt werden. Zur Nutzung dieses Potenzials wird daher eine Erweiterung der entwickelten Berechnungsvorschriften auf eine zusätzliche Raumrichtung sowie die dadurch notwendige erneute Validierung des gesamten Modells empfohlen.

5.3. Die Mehrphasensimulation von Heatpipes

Die Optimierung von Heatpipes auf ihren jeweiligen Einsatzbereich erfordert detaillierte Einblicke in ihre internen thermodynamischen und strömungstechnischen Vorgänge. In Kap. 3.3 wurde daher ein gekoppelter Mehrphasen-Simulationsansatz entwickelt, der

auf der Volume-of-Fluid-Methode basiert und die Strömungsfelder innerhalb der Kapillarstruktur und des Dampfraums in einem gemeinsamen Rechengebiet beschreibt. Zur realitätsnahen Abbildung des Strömungswiderstands innerhalb der Kapillarstruktur wurden geschwindigkeitsabhängige Impulsquellen auf das flüssige Arbeitsmedium aufgeprägt, die auf der Darcy-Forchheimer-Gleichung basieren. Darüber hinaus wurden weitere Impulsquellen senkrecht zur Phasengrenzfläche vorgesehen, die den Drucksprung zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase berücksichtigen und damit die treibende lokale Kapillardruckdifferenz darstellen. Die Modellierung des Phasenwechsels selbst fand mithilfe temperaturabhängiger Massenquellen und -senken statt, die erneut auf dem in Kap. 3.1 entwickelten Datensatz basieren. Abschließend wurde der Simulationsansatz am Beispiel einer zylindrischen Heatpipe validiert, die bereits in bestehender Literatur sowohl experimentell als auch simulativ charakterisiert wurde. Während eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten beobachtet wurde, fielen im Rahmen der Validierung jedoch große Diskrepanzen beim Vergleich der berechneten Strömungsfelder auf. Im verwendeten Referenzmodell, das in zahlreichen weiteren Veröffentlichungen als Stand der Technik zur mehrphasigen Simulation von Heatpipes herangezogen wird, konnte schließlich ein Modellfehler als Grund für die Abweichungen identifiziert werden: Der Fehler resultiert aus einer inkorrekten Energiebilanz an der Phasengrenze und führt zu einer systematischen Unterschätzung des Massenstroms innerhalb von Kapillarstruktur und Dampfraum. Im Folgenden sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst:

- Das entwickelte Mehrphasen-Simulationsmodell ermöglicht eine zuverlässige Berechnung des thermischen Gesamtwiderstands einer Heatpipe und zeigt eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten.
- Verdampfung und Kondensation sind inhomogen entlang der Phasengrenze verteilt. Die Temperaturspreizung innerhalb der Heatpipe-Wand führt zu einem Phasenwechsel auch außerhalb dedizierter Verdampfer- und Kondensatorabschnitte und muss zur korrekten Berechnung des thermischen Gesamtwiderstands berücksichtigt werden.
- Das als Stand der Technik geltende Referenzmodell unterschätzt den Massenstrom im gewählten Beispiel um 70,4 %. Dieser systematische Fehler wird durch die Verwendung des in Kap. 3.1 entwickelten Datensatzes vollständig vermieden.
- Das Lösen der Flüssigkeits- und Dampfströmung in einem gemeinsamen Rechengebiet ermöglicht die Ausbildung abgegrenzter Druckregime und somit eine Berücksichtigung der treibenden Kapillardruckdifferenz.

In Kap. 3.3 konnte gezeigt werden, dass der entwickelte Modellierungsansatz tiefe Einblicke in die internen thermodynamischen und strömungsmechanischen Vorgänge einer Heatpipe liefert und eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten zeigt. Um die Anwendbarkeit und den Nutzen auch außerhalb des wissenschaftlichen Kontexts weiter zu verbessern, sei an dieser Stelle eine Modellerweiterung zur Abbildung dreidimensionaler Fragestellungen empfohlen. Ferner scheint die Optimierung der Solver-Einstellungen

sowie der gewählten Zeitschrittweiten eine signifikante Reduzierung der notwendigen Rechenzeit zu versprechen. Da sich das Modell aufgrund seines hohen Detaillierungsgrads auch für die Prädiktion der Leistungsgrenzen einer Heatpipe eignen kann, sei zudem eine erneute Modellvalidierung bei Betriebspunkten nahe der Kapillarkraft-, Viskositäts- und Schallgeschwindigkeitsgrenze vorgeschlagen.

5.4. Das Potenzial von Heatpipes zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators

In Kap. 4 wurde ein neuartiger Ansatz zur effizienten Stator Kühlung einer permanenterregten Synchronmaschine untersucht. Mit dem Ziel, den standardmäßigen Wassermantel entfallen zu lassen und damit deutliche Vorteile hinsichtlich Temperaturhomogenität, Gewicht und Bauraum zu erreichen, wurden zwei heatpipebasierte Konzepte jeweils thermisch bewertet und gegenübergestellt. Beide Konzepte sehen die Integration von Heatpipes in die Statornuten vor. Dazu wurde zunächst ein gekoppeltes 3D-CFD-Modell des E-Maschinen-Stators erstellt, der als Vergleichsbasis für die untersuchten Kühlkonzepte diente und sich durch eine typische Wassermantelkühlung innerhalb des Gehäuses auszeichnet. Im Folgenden fand eine Erweiterung des Referenzmodells um Heatpipes statt, die mithilfe des in Kap. 3.2 entwickelten Wärmeleitungsmodells abgebildet wurden. In diesem Zusammenhang wurde zudem der Wassermantel aus dem Referenzmodell entfernt, der in den heatpipebasierten Konzepten durch alternative, jeweils unterschiedliche Wärmesenken ersetzt wurde. Das zuerst bewertete Konzept basiert auf der Kühlung der axial herausragenden Heatpipe-Enden und Wickelköpfe mithilfe von Ölsprays. Dazu wurde zunächst ein experimenteller Aufbau vorgestellt, mit dem der Wärmeübergangskoeffizient zwischen den Heatpipes und der sprayinduzierten Ölfilmströmung quantifiziert wurde und der damit die notwendigen Konvektions-Randbedingungen für die anschließend durchgeführten CFD-Simulationen lieferte. Das zweite Kühlkonzept basiert auf flüssigkeitsdurchströmten Vergusskappen, die zusammen mit einem Harzverguss die Statorverluste von den Heatpipeenden und Wickelköpfen abführen und im Rahmen einer weiteren Modellanpassung abgebildet wurden. Zum Vergleich der beiden Kühlkonzepte mit der Referenzmaschine wurden schließlich die resultierenden Temperaturfelder bei unterschiedlichen Drehzahlen entlang der Dauerlastkennlinie ausgewertet. Kühlkonzept 2 zeigte dabei ein vergleichsweise großes Potenzial. Mithilfe eines iterativen Simulationsverfahrens wurde daher schließlich die zugehörige, aus thermischer Sicht mögliche Anhebung der Dauerlastkennlinie ermittelt.

- Erwartungsgemäß erreichen die Wickelköpfe der Referenzmaschine aufgrund ihrer vergleichsweise schlechten Anbindung an den Kühlmantel zuerst kritische Temperaturniveaus und begrenzen damit die Leistungsfähigkeit der gesamten E-Maschine.
- Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen einer repräsentativen Heatpipegeometrie und der untersuchten sprayinduzierten Ölfilmströmung wurde zu $332,59 \text{ W/m}^2\text{K} \leq \alpha \leq 460,54 \text{ W/m}^2\text{K}$ ermittelt und hängt positiv von der Massenstromdichte und

negativ von der Spraytemperatur ab. Die abgeleitete Berechnungsvorschrift ermöglicht schließlich eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf E-Maschinen-typische Randbedingungen.

- Der mittels Heatpipes und Ölsprays gekühlte E-Maschinen-Stator ermöglicht bei niedrigen Drehzahlen eine Absenkung der Maximaltemperatur um bis zu 34 K. Im Gegensatz dazu konnte bei Maximaldrehzahl jedoch eine Überschreitung der zulässigen Maximaltemperatur um bis zu 42 K beobachtet werden.
- Der Vollverguss der Heatpipes und Wickelköpfe zusammen mit der Nutzung von Wasser-Glykol-durchströmten Vergusskappen zeigte vielversprechende Ergebnisse. Die Maximaltemperatur konnte im niedrigen Drehzahlbereich um bis zu 43 K gesenkt werden. Im Gegensatz zu Kühlkonzept 1 wurde die zulässige Grenztemperatur selbst bei Maximaldrehzahl nicht überschritten.
- Die mit dem Kühlkonzept 2 nachgewiesene und gegenüber der Referenzmaschine verbesserte Kühlwirkung lässt eine Aufweitung des E-Maschinen-Kennfelds zu: Während die Statortemperatur weiterhin selbst bei Maximaldrehzahl unterhalb der Temperaturgrenze von $T_{\text{krit}} = 185\text{ °C}$ blieb, konnte das Dauermoment bei Null- und Eckdrehzahl um jeweils 30 % beziehungsweise 17 % gesteigert werden.
- Der Einsatz von Heatpipes führte in beiden untersuchten Kühlkonzepten zu einer, im Vergleich der mithilfe eines Wassermantels gekühlten Referenzmaschine, maßgeblich homogeneren Temperaturverteilung innerhalb des E-Maschinen-Stators.

In Kap. 4 konnte eine vielversprechende Verbesserung der Kühlleistung durch die Integration von Heatpipes in die Statornuten einer permanenterregten E-Maschine nachgewiesen werden. Aufbauend auf den gewonnenen Erkenntnissen wird an dieser Stelle daher die Weiterentwicklung der Kühlkonzepte empfohlen. Dazu sollte zunächst eine elektromagnetische Optimierung der gesamten Maschine mit einem nachgelagerten, prototypischen Proof-of-Concept erfolgen. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass sowohl produktionstechnische als auch betriebswirtschaftliche Fragestellungen in der vorliegenden Arbeit lediglich eine untergeordnete Rolle gespielt haben. Um eine finale Aussage zur Serientauglichkeit eines heatpipebasierten Kühlkonzepts treffen zu können, wird die Bewertung und Optimierung dieser Fragestellungen jedoch für zukünftige Untersuchungen als unerlässlich eingestuft.

Literatur

- [1] International Organization of Motor Vehicle Manufacturers, Hrsg. *Production Statistics*. URL: <http://www.oica.net/production-statistics/> (besucht am 06.01.2025).
- [2] Hoesung Lee u. a. *Climate Change 2023: Synthesis Report*. Hrsg. von Intergovernmental Panel on Climate Change. 2023. DOI: 10.59327/IPCC/AR6-9789291691647.
- [3] Europäisches Parlament. *Verordnung (EU) 2023/851 zur Änderung der Verordnung (EU) 2019/631 im Hinblick auf eine Verschärfung der CO₂-Emissionsnormen für neue Personenkraftwagen und für neue leichte Nutzfahrzeuge im Einklang mit den ehrgeizigeren Klimazielen der Union*. 2023.
- [4] Emmanuel Agamloh, Annette von Jouanne und Alexandre Yokochi. „An Overview of Electric Machine Trends in Modern Electric Vehicles“. In: *Machines* 8.2 (2020), S. 20. DOI: 10.3390/machines8020020.
- [5] Rafal Wrobel. „A technology overview of thermal management of integrated motor drives – Electrical Machines“. In: *Thermal Science and Engineering Progress* 29 (2022), S. 101222. ISSN: 24519049. DOI: 10.1016/j.tsep.2022.101222.
- [6] Alexandre J. Bourgault u. a. „A Survey of Different Cooling Methods for Traction Motor Application“. In: *2019 IEEE Canadian Conference of Electrical and Computer Engineering (CCECE)*. IEEE, 2019, S. 1–4. ISBN: 978-1-7281-0319-8. DOI: 10.1109/CCECE.2019.8861611.
- [7] Peer-Ole Gronwald und Thorsten Alexander Kern. „Traction motor cooling systems, a literature review and comparative study“. In: *IEEE Transactions on Transportation Electrification* 7.4 (2021), S. 2892–2913. DOI: 10.1109/TTE.2021.3075844.
- [8] Amir Faghri und L. Bergman Theodore. „Review of Advances in Heat Pipe Analysis and Numerical Simulation“. In: *Advances in Numerical Heat Transfer*. Hrsg. von W.J. Minkowycz u. a. Boca Raton, Florida: CRC Press, 2017, S. 173–211. ISBN: 978-1-4822-5019-0.
- [9] Richard S. Gaugler. „Heat Transfer Device“. U.S. Patent No. 2350348. 1944.
- [10] G. M. Grover, T. P. Cotter und G. F. Erickson. „Structures of Very High Thermal Conductance“. In: *Journal of Applied Physics* 35.6 (1964), S. 1990–1991. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1713792.
- [11] David Reay und Peter Kew. *Heat Pipes: Theory, Design and Applications*. 5. Aufl. Elsevier, 2006. ISBN: 978-0-7506-6754-8.

- [12] T. Osakabe u. a. „Application of Heat Pipe to Audio Amplifier“. In: *Advances in Heat Pipe Technology*. Hrsg. von David Reay. Pergamon Press, 1982, S. 25–36. ISBN: 9780080272849. DOI: 10.1016/B978-0-08-027284-9.50008-5.
- [13] The Express Wire, Hrsg. *Heat Pipe Market Research of New Report 2030*. 2023. URL: https://www.theexpresswire.com/pressrelease/2023-Heat-Pipe-Market-Research-of-New-Report-2030_21366289 (besucht am 24.07.2023).
- [14] Market Research Update, Hrsg. *Heat Pipe Market Size Report By Type, By Application, By Region - Share, Trends, Outlook and Forecast 2023-2028*. 2023. URL: <https://www.marketresearchupdate.com/industry-growth/heat-pipe-market-size-408381> (besucht am 24.07.2023).
- [15] Zion Market Research, Hrsg. *Heat Pipes Market: Global Industry Perspective, Comprehensive Analysis And Forecast, 2018-2025*. 2019. URL: <https://www.ziomarketresearch.com/report/heat-pipes-market> (besucht am 24.07.2023).
- [16] Technavio, Hrsg. *Heat Pipes Market by End-user and Geography: Forecast and Analysis 2021-2025*. 2021. URL: <https://www.technavio.com/report/heat-pipes-market-industry-analysis> (besucht am 24.07.2023).
- [17] A. Faghri, S. Gogineni und S. Thomas. „Vapor flow analysis of an axially rotating heat pipe“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36.9 (1993), S. 2293–2303. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/S0017-9310(05)80114-0.
- [18] Christoph Granzow. „Entwicklung und Erprobung mittels Heatpipe gekühlter katalytischer Rekombinatoren“. Dissertation. Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2013. URL: <http://darwin.bth.rwth-aachen.de/opus3/volltexte/2013/4456>.
- [19] Han Zhao u. a. „Heat Pipe Bending Effect on Cooling Effectiveness in Electrical Machines“. In: *IEEE Transactions on Energy Conversion* (2023), S. 1–11. ISSN: 0885-8969. DOI: 10.1109/tec.2023.3249971.
- [20] Alexander J. Jeffrey u. a. „Cooling System Sizing using LPTN Analysis and Multiphysics Modelling for an Axial Flux Machine and Integrated Drive“. In: *2022 International Conference on Electrical Machines (ICEM)*. IEEE, 2022, S. 1376–1382. ISBN: 978-1-6654-1432-6. DOI: 10.1109/ICEM51905.2022.9910820.
- [21] Junkui Huang u. a. „An Integrated Cooling System for Hybrid Electric Vehicle Motors – Design and Simulation“. In: *SAE Int. J. Commer. Veh.* 11(5) (2018), S. 255–266. DOI: 10.4271/2018-01-1108.
- [22] Yalong Sun u. a. „Experimental and numerical investigation on a novel heat pipe based cooling strategy for permanent magnet synchronous motors“. In: *Applied Thermal Engineering* (2020), Article No. 114970. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2020.114970.
- [23] Mauro Erriquez u. a. *Trends in Electric-Vehicle Design: What did we learn from a teardown and benchmarking of ten EV models?* Hrsg. von McKinsey Center for Future Mobility. 2017.

-
- [24] Nicolas Brossardt, Thinh Nguyen-Xuan und Michael Pfitzner. „Precise Electrical Machine Stator Winding Modeling for Thermal Analysis of Efficient Cooling Concepts“. In: *SAE International Journal of Electrified Vehicles* 14-13-02-0008 (2023), S. 161–178.
- [25] Joel H. Ferziger und Milovan Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-67586-0. DOI: 10.1007/978-3-540-68228-8. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-68228-8>.
- [26] Stefan Lecheler. *Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg in ANSYS CFX 18 durch einfache Beispiele*. 4. Aufl. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018. ISBN: 978-3-658-19191-7. DOI: 10.1007/978-3-658-19192-4.
- [27] Joseph H. Spurk und Nuri Aksel. *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. 8. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. ISBN: 9783642131424. DOI: 10.1007/978-3-642-13143-1. URL: <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10408120>.
- [28] Franz Ferdinand Lindner. „Untersuchungen zur mehrphasigen Strömung und Verdampfung in porösen Medien“. Dissertation. Neubiberg: Universität der Bundeswehr München, 2016.
- [29] Philipp Forchheimer. „Wasserbewegung durch Boden“. In: *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure* 45 (1901), S. 1782–1788.
- [30] A.S Chaudhari u. a. „Effect of Wick Microstructures on Heat Pipe Performance A Review“. In: *International Conference on Advances in Thermal Systems, Materials and Design Engineering (ATSMDE2017)* (2017). DOI: 10.2139/ssrn.3101303.
- [31] Ifiyenia Kececioglu und Yuxiang Jiang. „Flow Through Porous Media of Packed Spheres Saturated With Water“. In: *Journal of Fluids Engineering* 116.1 (1994), S. 164–170. ISSN: 0098-2202. DOI: 10.1115/1.2910229.
- [32] A. Brusly Solomon u. a. „Numerical analysis of a screen mesh wick heat pipe with Cu/water nanofluid“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 75 (2014), S. 523–533. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.007.
- [33] Unnikrishnan Vadakkan, Jayathi Y. Murthy und Suresh V. Garimella. „Transient Analysis of Flat Heat Pipes“. In: *Heat Transfer: Volume 3*. ASME, 2003, S. 507–517. ISBN: 0-7918-3695-9. DOI: 10.1115/HT2003-47349.
- [34] G. S. Beavers, E. M. Sparrow und D. E. Rodenz. „Influence of Bed Size on the Flow Characteristics and Porosity of Randomly Packed Beds of Spheres“. In: *Journal of Applied Mechanics* 40.3 (1973), S. 655–660. ISSN: 0021-8936. DOI: 10.1115/1.3423067.
- [35] J. C. Ward. „Turbulent Flow in Porous Media“. In: *Journal of the Hydraulics Division* 90.5 (1964), S. 1–12.

- [36] Peter Stephan. „Wärmerohre“. In: *VDI-Wärmeatlas*. Hrsg. von Springer-Verlag. Berlin Heidelberg, 2013, S. 1675–1686.
- [37] Reza Masoodi. „Modeling imbibition of liquids into rigid and swelling porous media“. Dissertation. Milwaukee, Wisconsin: University of Wisconsin-Milwaukee, 2010.
- [38] Ram Ranjan, Jayathi Y. Murthy und Suresh V. Garimella. „Analysis of the Wicking and Thin-Film Evaporation Characteristics of Microstructures“. In: *Journal of Heat Transfer* 131.10 (2009), Article No. 101001. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.3160538.
- [39] Andreas Rudolf Huber. „Rotorkühlung in hermetisch abgedichteten elektrischen Antriebsmaschinen für die Fahrzeugtechnik“. Dissertation. Neubiberg: Universität der Bundeswehr München.
- [40] Hans Dieter Baehr und Karl Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. 9., aktualisierte Auflage. Berlin und Heidelberg: Springer Vieweg, 2016. ISBN: 9783662496763. DOI: 10.1007/978-3-662-49677-0. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49677-0>.
- [41] Peter Stephan. „Grundlagen der Berechnungsmethoden für Wärmeleitung, konvektiven Wärmeübergang und Wärmestrahlung“. In: *VDI-Wärmeatlas*. Hrsg. von Peter Stephan u. a. Springer Reference Technik. Berlin, Germany: Springer Vieweg, 2019, S. 23–36. ISBN: 978-3-662-52988-1.
- [42] Andreas Heintz. *Gleichgewichtsthermodynamik: Grundlagen und einfache Anwendungen*. Springer-Lehrbuch. Heidelberg: Springer Spektrum, 2013. ISBN: 978-3-642-39676-2.
- [43] Hans Dieter Baehr und Karl Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. 10. Auflage. Berlin: Springer Vieweg, 2019. ISBN: 978-3-662-58440-8.
- [44] Stephan Baer. „Wärmeübergang bei der Sprühkühlung mit intermittierenden Sprays im Film- und Übergangssiedebereich“. Dissertation. Magdeburg: Otto-von-Guericke-Universität, 2015. DOI: 10.25673/4279.
- [45] Robert W. Schrage. *A theoretical Study of interphase mass transfer*. New York: Columbia University Press, 1953.
- [46] R. Marek und J. Straub. „Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44.1 (2001), S. 39–53. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00086-7.
- [47] Unnikrishnan Vadakkan, Suresh V. Garimella und Jayathi Y. Murthy. „Transport in Flat Heat Pipes at High Heat Fluxes From Multiple Discrete Sources“. In: *Journal of Heat Transfer* 126.3 (2004), S. 347–354. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.1737773.

-
- [48] Hao Wang, Suresh V. Garimella und Jayathi Y. Murthy. „Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.19-20 (2007), S. 3933–3942. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.01.052.
- [49] Karthik K. Bodla, Jayathi Y. Murthy und Suresh V. Garimella. „Evaporation analysis in sintered wick microstructures“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 61 (2013), S. 729–741. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.02.038.
- [50] Raphael Mandel, Amir Shooshtari und Michael Ohadi. „Thin-film evaporation on microgrooved heatsinks“. In: *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* 71.2 (2017), S. 111–127. ISSN: 1040-7782. DOI: 10.1080/10407782.2016.1257300.
- [51] Stefan Batzdorf, Tatiana Gambaryan-Roisman und Peter Stephan. „Direct Numerical Simulation of the Microscale Fluid Flow and Heat Transfer in the Three-Phase Contact Line Region During Evaporation“. In: *Journal of Heat Transfer* 140.3 (2018), S. 1851. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.4038191.
- [52] Ram Ranjan, Jayathi Y. Murthy und Suresh V. Garimella. „A microscale model for thin-film evaporation in capillary wick structures“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54.1-3 (2011), S. 169–179. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.037.
- [53] Ram Ranjan u. a. „Wicking and thermal characteristics of micropillared structures for use in passive heat spreaders“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55.4 (2012), S. 586–596. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.10.053.
- [54] Aaron H. Persad und Charles A. Ward. „Expressions for the Evaporation and Condensation Coefficients in the Hertz-Knudsen Relation“. In: *Chemical reviews* 116.14 (2016), S. 7727–7767. DOI: 10.1021/acs.chemrev.5b00511.
- [55] Terrell L. Hill. *An introduction to statistical thermodynamics*. 1. Aufl. New York: Dover Publications, Inc., 1986. ISBN: 0-486-65242-4.
- [56] Eckart Laurien und Herbert Oertel. *Numerische Strömungsmechanik*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018. ISBN: 978-3-658-21059-5. DOI: 10.1007/978-3-658-21060-1.
- [57] A. Abo El-Nasr und S. M. El-Haggar. „Effective thermal conductivity of heat pipes“. In: *Heat and Mass Transfer* 32.1-2 (1996), S. 97–101. ISSN: 0947-7411. DOI: 10.1007/s002310050097.
- [58] Amir Faghri und M. Buchko. „Experimental and Numerical Analysis of Low-Temperature Heat Pipes With Multiple Heat Sources“. In: *Journal of Heat Transfer* 113.3 (1991), S. 728. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.2910624.
- [59] Bahman Zohuri. *Heat Pipe Design and Technology: Modern Applications for Practical Thermal Management*. 2. Aufl. Schweiz: Springer International Publishing, 2016. ISBN: 978-3-319-29840-5.

- [60] H. Khalkhali, A. Faghri und Z. J. Zuo. „Entropy generation in a heat pipe system“. In: *Applied Thermal Engineering* 19.10 (1999), S. 1027–1043. DOI: 10.1016/S1359-4311(98)00089-1.
- [61] Ian H. Bell u. a. „Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp“. In: *Industrial & engineering chemistry research* 53.6 (2014), S. 2498–2508. ISSN: 0888-5885. DOI: 10.1021/ie4033999.
- [62] Shwin-Chung Wong und Yi-Huan Kao. „Visualization and performance measurement of operating mesh-wicked heat pipes“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.17-18 (2008), S. 4249–4259. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.01.022.
- [63] B. D. Marcus. *Theory and Design of Variable Conductance Heat Pipes*. Hrsg. von NASA. 1972.
- [64] S. W. Chi. *Heat Pipe Theory and Practice: A Sourcebook*. Series in thermal and fluids engineering. New York: McGraw-Hill, 1976. ISBN: 0070107181.
- [65] Chenglong Wang u. a. „Study on the characteristics of the sodium heat pipe in passive residual heat removal system of molten salt reactor“. In: *Nuclear Engineering and Design* 265.2 (2013), S. 691–700. ISSN: 00295493. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2013.09.023.
- [66] K. H. Sun und C. L. Tien. „Simple Conduction Model for Theoretical Steady-State Heat Pipe Performance“. In: *AIAA Journal* 10.8 (1972), S. 1051–1057. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.50293.
- [67] Maziar Aghvami und Amir Faghri. „Analysis of flat heat pipes with various heating and cooling configurations“. In: *Applied Thermal Engineering* 31.14-15 (2011), S. 2645–2655. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.04.034.
- [68] Ravi S. Prasher. „A Simplified Conduction Based Modeling Scheme for Design Sensitivity Study of Thermal Solution Utilizing Heat Pipe and Vapor Chamber Technology“. In: *Journal of Electronic Packaging* 125.3 (2003), S. 378–385. ISSN: 1043-7398. DOI: 10.1115/1.1602479.
- [69] Jeremy Rice und Amir Faghri. „Analysis of Porous Wick Heat Pipes, Including Capillary Dry-Out Limitations“. In: *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division - 2005*. HTD. New York, NY: ASME, 2005, S. 595–607. ISBN: 0-7918-4221-5. DOI: 10.1115/IMECE2005-81456.
- [70] H. Shabgard u. a. „High temperature latent heat thermal energy storage using heat pipes“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.15-16 (2010), S. 2979–2988. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.03.035.
- [71] Morteza Ghanbarpour und Rahmatollah Khodabandeh. „Entropy generation analysis of cylindrical heat pipe using nanofluid“. In: *Thermochimica Acta* 610 (2015), S. 37–46. ISSN: 00406031. DOI: 10.1016/j.tca.2015.04.028.

-
- [72] Sascha Zimmermann u. a. „A data set characterizing thermal resistance at evaporation from sintered porous media“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 160 (2020), S. 120183. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120183.
- [73] Jason Velardo u. a. „On the effective thermal conductivity of the vapour region in vapour chamber heat spreaders“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 145 (2019), S. 118797. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118797.
- [74] Sascha Zimmermann u. a. „An advanced conduction based heat pipe model accounting for vapor pressure drop“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 175.6 Part B (2021), S. 121014. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121014.
- [75] Ram Ranjan u. a. „A numerical model for transport in flat heat pipes considering wick microstructure effects“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54.1-3 (2011), S. 153–168. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.057.
- [76] M. A. Hanlon und H. B. Ma. „Evaporation Heat Transfer in Sintered Porous Media“. In: *Journal of Heat Transfer* 125.4 (2003), S. 644. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.1560145.
- [77] P. C. Wayner, Y. K. Kao und L. V. LaCroix. „The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19.5 (1976), S. 487–492. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(76)90161-7.
- [78] Ming-Ming Chen und Amir Faghri. „An analysis of the vapor flow and the heat conduction through the liquid-wick and pipe wall in a heat pipe with single or multiple heat sources“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 33.9 (1990), S. 1945–1955. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(90)90226-K.
- [79] Bin Xiao und Amir Faghri. „A three-dimensional thermal-fluid analysis of flat heat pipes“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.11-12 (2008), S. 3113–3126. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.023.
- [80] Asghar Alizadehdakheel, Masoud Rahimi und Ammar Abdulaziz Alsairafi. „CFD modeling of flow and heat transfer in a thermosyphon“. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37.3 (2010), S. 312–318. ISSN: 07351933. DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2009.09.002.
- [81] Sandra C.K. de Schepper, Geraldine J. Heynderickx und Guy B. Marin. „Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker“. In: *Computers & Chemical Engineering* 33.1 (2009), S. 122–132. ISSN: 00981354. DOI: 10.1016/j.compchemeng.2008.07.013.

- [82] Zhi Xu u. a. „Modeling the phase change process for a two-phase closed thermosyphon by considering transient mass transfer time relaxation parameter“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 101 (2016), S. 614–619. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.075.
- [83] Bandar Fadhl, Luiz C. Wrobel und Hussam Jouhara. „Numerical modelling of the temperature distribution in a two-phase closed thermosyphon“. In: *Applied Thermal Engineering* 60.1-2 (2013), S. 122–131. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.06.044.
- [84] Achim Kampker, Dirk Vallée und Armin Schnettler, Hrsg. *Elektromobilität: Grundlagen einer Zukunftstechnologie*. 2. Aufl. Berlin: Springer Vieweg, 2018. ISBN: 978-3-662-53136-5. DOI: 10.1007/978-3-662-53137-2. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-53137-2>.
- [85] Lutz Eckstein. *Alternative und elektrifizierte Fahrzeugantriebe: Vorlesungsumdruck*. 1. Aufl. Aachen: fka Forschungsgesellschaft Kraftfahrwesen, 2015. ISBN: 978-3-940374-89-9.
- [86] Andreas Binder. *Elektrische Maschinen und Antriebe: Grundlagen, Betriebsverhalten*. 2. Aufl. Berlin: Springer Vieweg, 2017. ISBN: 978-3-662-53240-9. DOI: 10.1007/978-3-662-53241-6.
- [87] Ekkehard Bolte. *Elektrische Maschinen*. 2. Aufl. Berlin: Springer Vieweg, 2018. ISBN: 978-3-662-54687-1. DOI: 10.1007/978-3-662-54688-8.
- [88] Eckhard Spring. *Elektrische Maschinen: Eine Einführung*. 3. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer, 2009. ISBN: 978-3-642-00884-9. DOI: 10.1007/978-3-642-00885-6.
- [89] David Philipp Morisco, Ioan Liviu Iepure und Andreas Moeckel. „Application of a Hybrid Modeling Approach for Eddy Current Estimation in Hairpin Windings“. In: *2019 IEEE International Electric Machines & Drives Conference (IEMDC)*. IEEE, 2019, S. 2251–2258. ISBN: 978-1-5386-9350-6. DOI: 10.1109/IEMDC.2019.8785084.
- [90] Andreas Riedel u. a. „Challenges of the Hairpin Technology for Production Techniques“. In: *2018 21st International Conference on Electrical Machines and Systems (ICEMS)*. IEEE, 2018, S. 2471–2476. ISBN: 978-89-86510-20-1. DOI: 10.23919/ICEMS.2018.8549105.
- [91] Gustav Niemann, Bernd-Robert Höhn und Hans Winter. *Maschinenelemente: Band 1: Konstruktion und Berechnung von Verbindungen, Lagern, Wellen*. 4. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. ISBN: 978-3-540-26424-8. DOI: 10.1007/b137557. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/b137557>.
- [92] Wei Tong. *Mechanical Design of Electric Motors*. Hoboken: Taylor and Francis, 2014. ISBN: 978-1-4200-9144-1. URL: <http://gbv.eblib.com/patron/FullRecord.aspx?p=1406281>.

-
- [93] David Bauer. „Verlustanalyse bei elektrischen Maschinen für Elektro- und Hybridfahrzeuge zur Weiterverarbeitung in thermischen Netzwerkmodellen“. Dissertation. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2018.
- [94] Maximilian Klippel. „Simulation von Heatpipes als innovatives Konzept zur Kühlung elektrischer Maschinen“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2020.
- [95] Christoph Junginger. „Untersuchung der Stromverdrängung im Ständer hoch ausgenutzter elektrischer Maschinen“. Dissertation. Hannover: Gottfried Wilhelm Leibniz Universität, 2016. DOI: 10.1007/978-3-658-17007-3.
- [96] Matthias Bildersheim. „Bewertung und Auslegung eines heatpipebasierten Konzepts zur Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2020.
- [97] *DIN EN 60085:2008-08: Elektrische Isolierung - Thermische Bewertung und Bezeichnung*. Berlin, 2008.
- [98] Munonyedi Egbo, Jacob Keese und Gisuk Hwang. „Enhanced wickability of bi-particle-size, sintered-particle wicks for high-heat flux two-phase cooling systems“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 179.2 (2021), S. 121714. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121714.
- [99] Jing Zhang u. a. „The heat transfer capability prediction of heat pipes based on capillary rise test of wicks“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 164.10 (2021), S. 120536. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120536.
- [100] Kenneth A. Brakke. „The Surface Evolver“. In: *Experimental Mathematics* 1.2 (1992), S. 141–165. ISSN: 1058-6458. DOI: 10.1080/10586458.1992.10504253.
- [101] Pei-Xue Jiang u. a. „Experimental research on convection heat transfer in sintered porous plate channels“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47.10-11 (2004), S. 2085–2096. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.12.004.
- [102] *NIST REFPROP*. 2010. URL: <https://www.nist.gov/srd/refprop>.
- [103] Timothy P. Farmer und James C. Bird. „Asymmetric capillary bridges between contacting spheres“. In: *Journal of colloid and interface science* 454 (2015), S. 192–199. ISSN: 0021-9797. DOI: 10.1016/j.jcis.2015.04.045.
- [104] Kwang Taek Hong, Harris Imadojemu und R. L. Webb. „Effects of oxidation and surface roughness on contact angle“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 8.4 (1994), S. 279–285. ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/0894-1777(94)90058-2.
- [105] Abraham S. Berman. „Laminar Flow in Channels with Porous Walls“. In: *Journal of Applied Physics* 24.9 (1953), S. 1232–1235. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1721476.
- [106] S. W. Yuan. „Further Investigation of Laminar Flow in Channels with Porous Walls“. In: *Journal of Applied Physics* 27.3 (1956), S. 267–269. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.1722355.

- [107] Shankararaman Chellam, Mark R. Wiesner und Clint Dawson. „Slip at a uniformly porous boundary: effect on fluid flow and mass transfer“. In: *Journal of Engineering Mathematics* 26.4 (1992), S. 481–492. ISSN: 0022-0833. DOI: 10.1007/BF00042765.
- [108] S. W. Yuan. „Laminar pipe flow with injection and suction through a porous wall“. 1955.
- [109] N. M. Bujurke, Nagaraj N. Katagi und V. B. Awati. „Analysis of Laminar Flow in a Channel with One Porous Bounding Wall“. In: *International Journal of Fluid Mechanics Research* 37.3 (2010), S. 267–281. ISSN: 1064-2277. DOI: 10.1615/InterJFluidMechRes.v37.i3.50.
- [110] H. van Ooijen und C. J. Hoogendoorn. „Vapor Flow Calculations in a Flat-Plate Heat Pipe“. In: *AIAA Journal* 17.11 (1979), S. 1251–1259. ISSN: 0001-1452. DOI: 10.2514/3.61306.
- [111] Sascha Zimmermann u. a. „A Volume-of-Fluid Heat Pipe Model Resolving Pressure Discontinuities at the Wick-Vapor Interface“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 194.1-2 (2022), S. 123100. ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123100.
- [112] W. Wagner und H. Kretzschmar. „IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam“. In: *International Steam Tables*. Hrsg. von Wolfgang Wagner und Hans-Joachim Kretzschmar. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008, S. 7–150. ISBN: 978-3-540-21419-9. DOI: 10.1007/978-3-540-74234-0.
- [113] Wolfgang Schröder. *Fluidmechanik*. Bd. 7. Aachener Beiträge zur Strömungsmechanik. Aachen: Mainz, 2010. ISBN: 3-86130-371-X.
- [114] Taoufik Brahim und Abdelmajid Jemni. „Effect of the Heat Pipe Adiabatic Region“. In: *Journal of Heat Transfer* 136.4 (2014), S. 0429011–4290110. ISSN: 00221481. DOI: 10.1115/1.4025132.
- [115] Marcus Auch. „Bewertung, Auslegung und Optimierung eines heatpipe-basierten Konzepts zur Kühlung elektrischer Traktionsmaschinen“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2021.
- [116] Johannes Losacker. „Analytische und numerische Untersuchung von Wirbelströmen in Heatpipes zur Kühlung eines E-Maschinen-Stators“. Bachelorarbeit. Aachen: RWTH Aachen University, 2020.
- [117] Nicolas Brossardt. „Experimentelle und simulationsgestützte Untersuchung von Öl-Sprühstrahlkühlungen für elektrische Maschinen mit hoher Leistungsdichte“. Diss. Universität der Bundeswehr München, 3.12.2024.
- [118] Nicolas Brossardt, Sebastian Hölle und Lars Zigan. „An Experimental Investigation of Oil Spray Cooling Heat Transfer for Electrical Machine Cooling: Eingereicht am 13.11.2024“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* (2025). ISSN: 00179310.

-
- [119] Stefan Genuin. „Entwicklung und Konstruktion eines Prüfstands zur Untersuchung des Wärmeübergangs zwischen zylindrischen Oberflächen und einer ölsprayinduzierten Filmströmung“. Semesterarbeit. München: Technische Universität München, 2021.
- [120] Daniel Meyer. „Experimentelle Untersuchungen des Wärmeübergangs zwischen zylindrischen Oberflächen und einer sprayinduzierten Ölfilmströmung“. Semesterarbeit. München: Technische Universität München, 2022.
- [121] Tarik Kaya und John Goldak. „Three-dimensional numerical analysis of heat and mass transfer in heat pipes“. In: *Heat and Mass Transfer* 43.8 (2007), S. 775–785. ISSN: 0947-7411. DOI: 10.1007/s00231-006-0166-y.
- [122] Fuchs Lubricants Germany GmbH. *Datentabelle für Produkt: FES 216-5119*. 2016.

Abbildungsverzeichnis

1.1. Entwicklung der weltweiten Jahresproduktion von Personenkraftwagen. . .	1
2.1. Schematische Darstellung einer Hagen-Poiseuille- und einer Poiseuille-Strömung.	6
2.2. Regime des Druckverlusts bei Durchströmung poröser Medien abhängig von der Darcy-Reynolds-Zahl.	8
2.3. Flüssigkeitsmeniskus in einem kapillaren Röhrchen.	9
2.4. Stationäre Wärmeleitung durch eine Geometrie mit konstanter Querschnittsfläche und durch eine kreisrunde Rohrwand aus jeweils isotropem Material mit konstanter Wärmeleitfähigkeit.	11
2.5. Schematische Darstellung einer Stabrippe.	13
2.6. Siederegime im Nukiyama-Diagramm abhängig von Wärmestromdichte und Wandüberhitzung.	14
2.7. Aufbau und Funktionsweise einer zylindrischen Heatpipe.	19
2.8. Druckverlauf von flüssiger und gasförmiger Phase innerhalb einer Heatpipe.	20
2.9. Thermodynamische Zustände des Heatpipe-Kreisprozesses im Temperatur-Entropie-Diagramm.	20
2.10. Schematische Darstellung typischer Kapillarstrukturen von Heatpipes. . .	21
2.11. Krümmung der Phasengrenze entlang einer Heatpipe.	23
2.12. Spezifische Leistungszahl M^* unterschiedlicher Fluide abhängig von der Temperatur.	25
2.13. Übersicht verschiedener Modellierungsansätze für Heatpipes.	26
2.14. Modellierung einer Heatpipe als thermisches Netzwerk mithilfe in Reihe oder parallel verschalteter thermischer Widerstände.	27
2.15. Aufbau einer innenlaufenden permanenterregten Synchronmaschine. . . .	31
2.16. Kategorisierung der elektromagnetischen Verluste eines E-Maschinen-Stators.	32
2.17. Illustration des Skin-Effekts.	33
2.18. Schematische Darstellung der Hystereseschleife eines typischen ferromagnetischen Werkstoffs.	34
2.19. Schematische Darstellung einer wassergekühlten elektrischen Traktionsmaschine.	35
2.20. Schematische Darstellung eines hybriden E-Maschinen-Kühlkonzepts aus Umluft- und Wassermantelkühlung.	36
2.21. Schematische Darstellung einer direkt ölkühlten elektrischen Maschine.	37
3.1. REM-Aufnahme der Oberfläche einer Sinterstruktur aus kugelförmigen Primärteilchen.	39

3.2. Übersicht des gewählten Modellierungsansatzes von der Berechnung hochaufgelöster Meniskusgeometrien zum fertigen Datensatz.	40
3.3. Rechengebiet und geometrische Randbedingungen des entwickelten Surface-Evolver-Modells zur Berechnung der hochaufgelösten Phasengrenzfläche in einer gesinterten Kapillarstruktur.	41
3.4. Berechnete Meniskusgeometrien für $\gamma = 30^\circ$ und drei Kombinationen von D^* und V^*	42
3.5. Umgesetztes Vorgehen zur Berechnung der hochaufgelösten Phasengrenzfläche.	42
3.6. Rechengebiet und Randbedingungen des thermischen Modells zur Berechnung des Verdampfungswiderstands einer gesinterten Kapillarstruktur. . .	43
3.7. Verlauf des Verdampfungs- und Kondensationskoeffizienten abhängig von der Dampftemperatur an der Phasengrenze für verschiedene Überhitzungen ΔT_{ph}	45
3.8. Vergleich zwischen dem TED-SRT- und dem HKS-Ansatz: Verlauf der Verdampfungsmassenstromdichte abhängig von der Dampftemperatur bei $\Delta T_{\text{ph}} = 5 \text{ K}$	46
3.9. Verlauf des thermischen Widerstands an der Phasengrenze aufgetragen über der relativen Netzdicke.	49
3.10. Verlauf des thermischen Widerstands abhängig vom Kontaktwinkel, berechnet mithilfe des HKS- und des TED-SRT-Ansatzes.	50
3.11. Dimensionslose Kontaktlinienlänge L_{fl}^* aufgetragen über dem dimensionslosen Z^* -Schwerpunkt.	52
3.12. Dimensionslose Kontaktlinienlängen der berechneten Meniskusgeometrien abhängig von Flüssigkeitsvolumen und Kontaktwinkel.	53
3.13. Maximale Abweichung der Kontaktlinienlänge von der idealen Kreisform in Abhängigkeit vom Kontaktwinkel und normierten Kugelabstand.	54
3.14. Vergleich der Temperaturfelder zweier Meniskusgeometrien mit $D^* = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $R_K = 100 \mu\text{m}$, $T_d = 400 \text{ K}$, $V^* = 0,1$ und $V^* = 0,15$	55
3.15. Vergleich des Verdampfungsmassenstroms zweier Meniskusgeometrien mit $D^* = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $R = 100 \mu\text{m}$, $T_d = 400 \text{ K}$, $V^* = 0,1$ und $V^* = 0,15$	55
3.16. Thermischer Widerstand aufgetragen über dem dimensionslosen Wasservolumen für verschiedene Kontaktwinkel mit $T_d = 400 \text{ K}$, $R_K = 100 \mu\text{m}$, $D^* = 1$ und $D^* = 1,5$	56
3.17. Gemittelter thermischer Widerstand abhängig von Dampftemperatur und Kontaktwinkel für $D^* = 1$ und $R_K = 100 \mu\text{m}$	58
3.18. Gemittelter thermischer Widerstand abhängig von Kugelabstand und -radius für $T_d = 400 \text{ K}$ und $\gamma = 45^\circ$	59
3.19. Charakteristisches Dampf-Strömungsfeld im Verdampferabschnitt einer Heatpipe.	60
3.20. Verlauf der effektiven Dampf-Wärmeleitfähigkeit für eine Spaltströmung mit $\frac{Hg}{Re} = 12$ und $L^* = 0,7 \text{ mm}$	62
3.21. Rechengebiet und Randbedingungen des Simulationsmodells zur Validierung der analytisch hergeleiteten Berechnungsvorschrift für $\frac{Hg}{Re}$	65

3.22. Netzkonvergenzstudie: Verlauf des dimensionslosen Druckverlusts in Abhängigkeit von der Netzdichte.	66
3.23. Validierung der entwickelten Berechnungsvorschrift für $\frac{Hg}{Re}$: Vergleich der analytisch berechneten Ergebnisse mit dem simulativ ermittelten Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ in Abhängigkeit von der dimensionslosen x -Position $\frac{x}{L}$	67
3.24. Geometrie und Randbedingungen der in [68] experimentell charakterisierten Heatpipe.	68
3.25. Vergleich der simulierten thermischen Widerstände θ_V mit den experimentellen Daten von Prasher [68] und Hong et al. [104] für verschiedene Kontaktwinkel.	70
3.26. Verlauf des thermischen Widerstands an der Phasengrenze für die betrachtete Heatpipe in Abhängigkeit von der Dampftemperatur.	71
3.27. Simulationsergebnisse und experimentelle Daten für den normierten thermischen Widerstand des Dampfkerns abhängig von der mittleren Dampftemperatur.	72
3.28. Berechneter Verlauf von $\frac{Hg}{Re}$ in Abhängigkeit von der axialen Position x	73
3.29. Vergleich des simulierten Verlaufs von $\lambda_{d,eff}$ mit der Berechnung von Prasher.	74
3.30. Vergleich des berechneten Verlaufs der Dampftemperatur entlang der x -Achse mit den Ergebnissen von Prasher.	75
3.31. Vergleich des berechneten Verlaufs der Temperatur entlang der Heatpipe-Außenwand mit den Ergebnissen von Prasher.	75
3.32. Berechneter Temperaturabfall der Dampfströmung in Abhängigkeit von der mittleren Dampftemperatur.	76
3.33. Modellierung des Phasenwechsels: Flüssiges Arbeitsmedium tritt in eine numerische Zelle der Phasengrenzfläche ein und strömt als Dampf aus.	78
3.34. Massenbilanz an einem infinitesimalen Element der Kapillarstruktur.	79
3.35. Geometrie und Randbedingungen der experimentell und simulativ charakterisierten Heatpipe von Solomon et al.	81
3.36. Verlauf des thermischen Widerstands $R_{th,ph}$ an der Phasengrenze in Abhängigkeit von der Dampftemperatur T_d	83
3.37. Initiale Verteilung des flüssigen Volumenanteils $\varphi_{fl,0}$	84
3.38. Netzkonvergenzstudie: Thermischer Widerstand $R_{th,HP}$ der gesamten Heatpipe und Druckverlust Δp_k über die Kapillarstruktur in Abhängigkeit von der gewählten Anzahl N_Z numerischer Zellen.	84
3.39. Visualisierung der Druckverteilung innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur.	85
3.40. Visualisierung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur.	86
3.41. Visualisierung des Temperaturfelds innerhalb von Dampfraum und Kapillarstruktur sowie der Heatpipe-Wand.	86
3.42. Verlauf des flächenspezifischen Verdampfungs- beziehungsweise Kondensationsmassenstroms \dot{m}''_{ph} entlang der Phasengrenze.	87
3.43. Verlauf der mittleren Geschwindigkeit $ \bar{v}_k $ innerhalb und entlang der Kapillarstruktur.	87

3.44. Berechnetes Geschwindigkeitsprofil der Dampfströmung am Verdampferaustritt bei $x = 0,1$ m.	88
3.45. Druckverlauf des flüssigen und dampfförmigen Arbeitsmediums.	89
3.46. Verlauf der Temperatur entlang der Heatpipe-Wand.	90
4.1. 3D-Rendering der Referenzmaschine.	94
4.2. Detailansicht des Rechengebiets: Querschnitt durch die diskretisierte Geometrie im Bereich der Nut.	95
4.3. Detailansicht des Querschnitts eines Hairpinleiters.	95
4.4. Dauerlastkennlinie einer elektrischen Maschine zur Einordnung der untersuchten Betriebspunkte.	97
4.5. Übersicht über die Verlustleistungen von Wickelkörper und Blechpaket abhängig vom betrachteten Betriebspunkt.	98
4.6. Temperaturfeld für den Betriebspunkt BP1 im Querschnitt der Referenzmaschine.	99
4.7. Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket der Referenzmaschine für die Betriebspunkte BP1 - BP3.	99
4.8. Positionierung der Heatpipes innerhalb der Nuten: Querschnitt durch die diskretisierte Statorgeometrie.	100
4.9. Querschnittsgeometrie der verwendeten Heatpipes.	101
4.10. Längsschnitt durch den Stator der heatpipegekühlten E-Maschine.	101
4.11. Längsschnitt durch den Stator der Ölspray-gekühlten elektrischen Maschine (Kühlkonzept 1).	102
4.12. Aufbau des Prüfstands zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen einer Heatpipe und einem sprayinduzierten Ölfilm.	103
4.13. Abmessungen des verwendeten Prüfkörpers und Positionierung der Temperaturmessstellen.	104
4.14. Messreihe zur Bestimmung der Spraytemperatur T_S abhängig von Öl- und Kammertemperatur.	105
4.15. Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α_{O1} von der Massenstromdichte und Öltemperatur.	106
4.16. Resultierendes Temperaturfeld für das Kühlkonzept 1 im Betriebspunkt BP3.	108
4.17. Kühlkonzept 1: Errechnete Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.	109
4.18. Längsschnitt durch den heatpipegekühlten E-Maschinen-Stator mit flüssigkeitsgekühlten Vergusskappen (Kühlkonzept 2).	111
4.19. Dreidimensionale Darstellung der Strömungskanäle innerhalb der Wasser-Glykol-gekühlten Vergusskappen.	111
4.20. Resultierendes Temperaturfeld für das Kühlkonzept 2 im Betriebspunkt BP3.	112
4.21. Kühlkonzept 2: Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.	113

4.22. Übersicht über den iterativen Simulationsprozess zur Quantifizierung des Leistungspotenzials.	113
4.23. Übersicht über die Wicklungs- und Blechpaketverluste, die grenzwertig nicht zu einer Überschreitung der kritischen Temperatur T_{krit} führen. . . .	114
4.24. Vergleich des erweiterten E-Maschinen-Kennfelds mit der Basiskonfiguration.	115
A.1. Energiebilanz an einem infinitesimalen Element der Phasengrenze.	145
A.2. Kühlkonzept 1 (chancenorientiert): Errechnete Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.	148
A.3. Kühlkonzept 2: Maximaltemperaturen von Wicklung und Blechpaket im erweiterten Leistungsbereich.	149

Tabellenverzeichnis

3.1. Parametersatz für die durchgeführte Netzstudie.	48
3.2. Übersicht über die verwendeten Stoffeigenschaften und die gewählten Berechnungsansätze.	49
3.3. Parametersatz der in [53] untersuchten Meniskusgeometrien.	50
3.4. Übersicht der Lösungsparameter $\mu_{s,i}$ für zylindrische und flache Heatpipes, kleine und große Re_{\perp} sowie verschiedene Betriebsbedingungen.	64
3.5. Übersicht über die von Solomon et al. und die in dieser Arbeit angenommenen Stoffeigenschaften.	82
4.1. Übersicht über die Wärmeleitfähigkeiten der unterschiedlichen Regionen des Statormodells.	96
4.2. Randbedingungen und Solver-Einstellungen für die Simulation der Wasser-Glykol-Strömung.	97
4.3. Übersicht über die verwendeten Wärmeleitfähigkeiten für die Modellierung der Heatpipes innerhalb des E-Maschinen-Stators.	102
A.1. Übersicht über die temperaturabhängigen Stoffdaten des eingesetzten Wasser-Glykol-Gemischs.	146
A.2. Übersicht über die temperaturabhängigen Stoffdaten des eingesetzten Prototypenöls FES 216-5119.	147

A. Anhang

A.1. Vergleich der Wärmeübertragung bei natürlicher Konvektion und beim Phasenübergang

Gl. (A.1) drückt die Wärmeübertragung beim Phasenwechsel mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten an der Phasengrenze α_{ph} aus:

$$\dot{q}_{\text{ph}}'' = \dot{m}_{\text{ph}}'' \Delta h_{\text{v}} = \alpha_{\text{ph}} (T_{\text{ph,fl}} - T_{\text{ph,d}}) \quad (\text{A.1})$$

α_{ph} lässt sich folglich mithilfe von Gl. (A.2) berechnen:

$$\alpha_{\text{ph}} = \frac{\dot{m}_{\text{ph}}'' \Delta h_{\text{v}}}{T_{\text{ph,fl}} - T_{\text{ph,d}}} \quad (\text{A.2})$$

Daraus ergibt sich schließlich folgende Abschätzung:

$$\alpha_{\text{ph}} \geq 1 \cdot 10^5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \quad (\text{A.3})$$

mit $\dot{m}_{\text{ph}}'' \geq 1 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$: siehe Abb. 3.8
 $\Delta h_{\text{v}} \geq 1 \cdot 10^6 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$: für Wasser mit $T \leq 200 \text{ }^\circ\text{C}$
 $T_{\text{ph,fl}} - T_{\text{ph,d}} \leq 10 \text{ K}$: für konvektives Sieden

Die Wärmeübertragung durch natürliche Konvektion an der unbenetzten Kugeloberfläche kann mit $\alpha_{\text{K}} = 38 \text{ W/m}^2\text{K}$ [52] folglich gegenüber den Wärmeströmen bei Verdampfung mit $\alpha_{\text{ph}} \geq 1 \cdot 10^5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$ vernachlässigt werden.

A.2. Berechnung von $\frac{Hg}{Re}$ für (Hagen-)Poiseuille-Strömungen

Der Druckgradient einer (Hagen-)Poiseuille-Strömung lässt sich nach Gl. (2.6) wie folgt berechnen:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\kappa\eta}{\rho AL^{*2}}\dot{m} \quad (\text{A.4})$$

mit $\kappa = 8$: für Hagen-Poiseuille-Strömungen
 $\kappa = 12$: für Poiseuille-Strömungen

In der obigen Gleichung beschreibt A den verfügbaren Strömungsquerschnitt. Durch Einsetzen von Gl. (A.4) und $\dot{m} = \rho\bar{u}A$ in Gl. (3.23) berechnet sich die Hagen-Zahl folglich nach:

$$Hg = \underbrace{\frac{\rho\bar{u}L^*}{\eta}}_{Re} \kappa \quad (\text{A.5})$$

Unter Nutzung der Definition der Reynolds-Zahl in Gl. (3.22) folgt schließlich:

$$\frac{Hg}{Re} = \kappa = \begin{cases} 8 & \text{für Hagen-Poiseuille-Strömungen} \\ 12 & \text{für Poiseuille-Strömungen} \end{cases} \quad (\text{A.6a})$$

$$(\text{A.6b})$$

A.3. Die Energiebilanz an der Phasengrenze

Abb. A.1 zeigt ein infinitesimal schmales Element einer Phasengrenze. Unter der An-

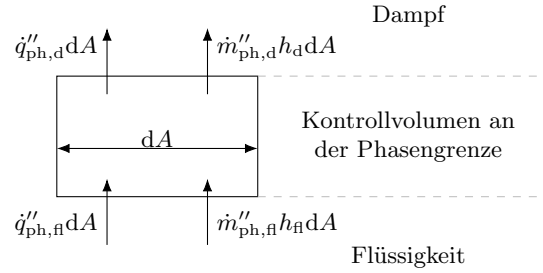


Abbildung A.1.: Energiebilanz an einem infinitesimalen Element der Phasengrenze.

nahme von Stationarität kann die Energiebilanz an der Phasengrenze nach Gl. (A.7) formuliert werden:

$$\dot{q}''_{\text{ph,fl}} dA + \dot{m}''_{\text{ph,fl}} h_{\text{fl}}(T_{\text{ph,fl}}) dA = \dot{q}''_{\text{ph,d}} dA + \dot{m}''_{\text{ph,d}} h_{\text{d}}(T_{\text{ph,d}}) dA \quad (\text{A.7})$$

Die Verwendung der Massenbilanz $\dot{m}''_{\text{ph,fl}} = \dot{m}''_{\text{ph,d}} = \dot{m}''_{\text{ph}}$ und die Annahme einer konstanten Temperatur an der Phasengrenze $T_{\text{ph,fl}} = T_{\text{ph,d}} = T_{\text{ph}}$ führt zu Gl. (A.8):

$$\dot{q}''_{\text{ph,fl}} = \dot{q}''_{\text{ph,d}} + \dot{m}''_{\text{ph}} [h_{\text{d}}(T_{\text{ph}}) - h_{\text{fl}}(T_{\text{ph}})] \quad (\text{A.8})$$

Die Differenz zwischen der Dampfenthalpie h_{d} und der Enthalpie des flüssigen Arbeitsmediums h_{fl} bei T_{ph} ist gleich der latenten Verdampfungswärme Δh_{v} , was schließlich zu Gl. (A.9) führt, die mit den Definitionen in [58, 78, 121] übereinstimmt:

$$\dot{q}''_{\text{ph,fl}} = \dot{q}''_{\text{ph,d}} + \dot{m}''_{\text{ph}} \Delta h_{\text{v}}(T_{\text{ph}}) \quad (\text{A.9})$$

A.4. Temperaturabhängige Stoffdaten in tabellarischer Form

Tabelle A.1.: Übersicht über die temperaturabhängigen Stoffdaten des eingesetzten Wasser-Glykol-Gemischs.

T °C	ρ kg/m ³	η Pa s	λ W/mK	c_p J/kgK	ν m ² /s
-20	1093,3	0,028800	0,36749	3037,79	2,64e-05
-15	1090,9	0,021200	0,37055	3074,67	1,95e-05
-10	1088,2	0,016000	0,37355	3112,41	1,47e-05
-5	1085,8	0,012100	0,37657	3147,99	1,11e-05
0	1083,3	0,009500	0,37961	3184,13	8,77e-06
5	1080,7	0,007620	0,38265	3216,43	7,05e-06
10	1078,0	0,006270	0,38576	3248,27	5,81e-06
15	1075,5	0,005230	0,38869	3280,62	4,86e-06
20	1072,9	0,004420	0,39174	3312,35	4,12e-06
25	1070,1	0,003720	0,39487	3340,35	3,47e-06
30	1067,5	0,003190	0,39810	3371,23	2,99e-06
35	1064,5	0,002730	0,40140	3396,64	2,57e-06
40	1061,5	0,002380	0,40462	3423,36	2,24e-06
45	1058,4	0,002090	0,40761	3448,91	1,98e-06
50	1054,9	0,001850	0,41050	3471,90	1,75e-06
55	1051,7	0,001640	0,41345	3494,52	1,56e-06
60	1048,5	0,001480	0,41657	3516,79	1,41e-06
65	1045,4	0,001330	0,41986	3541,03	1,27e-06
70	1041,8	0,001220	0,42309	3560,33	1,17e-06
75	1038,5	0,001120	0,42608	3580,66	1,08e-06
80	1034,8	0,001030	0,42897	3598,71	9,92e-07
85	1031,2	0,000965	0,43194	3614,12	9,36e-07
90	1027,5	0,000910	0,43504	3632,08	8,85e-07
95	1023,6	0,000865	0,43824	3646,51	8,45e-07
100	1020,0	0,000831	0,44138	3656,78	8,15e-07

Tabelle A.2.: Übersicht über die temperaturabhängigen Stoffdaten des eingesetzten Prototypenöls FES 216-5119. [122]

T °C	ρ kg/m ³	η Pa s	λ W/mK	c_p J/kgK	ν m ² /s
-15	858.7	0.0942	0.14	1780	1.10e-04
-10	855.6	0.0652	0.14	1800	7.61e-05
-5	852.5	0.0466	0.14	1820	5.47e-05
0	849.4	0.0344	0.14	1840	4.05e-05
5	846.3	0.0261	0.14	1860	3.08e-05
10	843.1	0.0203	0.14	1870	2.41e-05
15	840	0.0161	0.14	1890	1.92e-05
20	836.9	0.0131	0.14	1910	1.56e-05
25	833.7	0.0108	0.14	1930	1.29e-05
30	830.6	0.009	0.14	1950	1.09e-05
35	827.4	0.0077	0.14	1970	9.30e-06
40	824.2	0.0066	0.14	1990	8.00e-06
45	821	0.0057	0.14	2000	7.00e-06
50	817.9	0.0051	0.14	2020	6.20e-06
55	814.7	0.0045	0.14	2040	5.50e-06
60	811.5	0.004	0.14	2060	5.00e-06
65	808.3	0.0036	0.14	2080	4.50e-06
70	805.1	0.0033	0.13	2100	4.10e-06
75	801.9	0.003	0.13	2120	3.80e-06
80	798.7	0.0028	0.13	2130	3.50e-06
85	795.4	0.0026	0.13	2150	3.30e-06
90	792.2	0.0024	0.13	2170	3.00e-06
95	789	0.0023	0.13	2190	2.90e-06
100	785.8	0.0021	0.13	2210	2.70e-06
105	782.5	0.002	0.13	2230	2.60e-06
110	779.3	0.0019	0.13	2240	2.40e-06
115	776	0.0018	0.13	2260	2.30e-06
120	772.8	0.0017	0.13	2280	2.20e-06
125	769.5	0.0016	0.13	2300	2.10e-06
130	766.3	0.0016	0.13	2320	2.00e-06

A.5. Ergänzende Berechnung zum Kühlkonzept 1: Chancenorientierte Wahl des Wärmeübergangskoeffizienten

Die thermische Bewertung des Potenzials von Kühlkonzept 1 wurde in Kap. 4.3 mithilfe eines extrapolierten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{Ö1}}$ durchgeführt. Im Folgenden findet sich eine erneute Bewertung mit einer chancenorientierten Wahl von $\alpha_{\text{Ö1}}$, die etwaige Extrapolationsfehler vermeidet. Dazu wird $\alpha_{\text{Ö1}}$ bei 42°C aus Abb. 4.15 zu $332,59\text{ W/m}^2\text{K}$ bestimmt. Die resultierenden Maximaltemperaturen sind in Abb. A.2 dargestellt. Im Be-

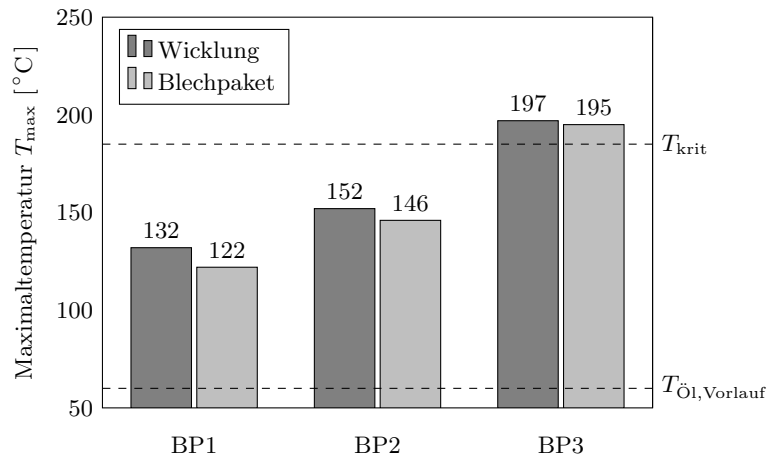


Abbildung A.2.: Kühlkonzept 1 (chancenorientiert): Errechnete Maximaltemperaturen in Wicklung und Blechpaket für die Betriebspunkte BP1 bis BP3.

triebspunkt BP1 kann die Maximaltemperatur der Wicklung von 181°C auf 132°C verringert werden. Verglichen mit der Referenzmaschine lässt sich ein leichter Anstieg der maximalen Blechtemperatur von 119°C auf 122°C beobachten. Im Betriebspunkt BP2 kann die Maximaltemperatur in der Wicklung von 181°C auf 152°C verringert werden, die maximale Blechtemperatur steigt jedoch von 125°C auf 146°C . Trotz der chancenorientierten Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{\text{Ö1}}$ kann in Betriebspunkt BP3 erneut eine Überschreitung der kritischen Grenztemperatur von $T_{\text{krit}} = 185^\circ\text{C}$ beobachtet werden: Mit Maximaltemperaturen von 197°C und 195°C im Wickelkörper und Blechpaket eignet sich Kühlkonzept 1 folglich nicht, um die betrachtete E-Maschine alleinig an ihren axialen Enden zu kühlen.

A.6. Ergänzende Auswertung zum Kühlkonzept 2

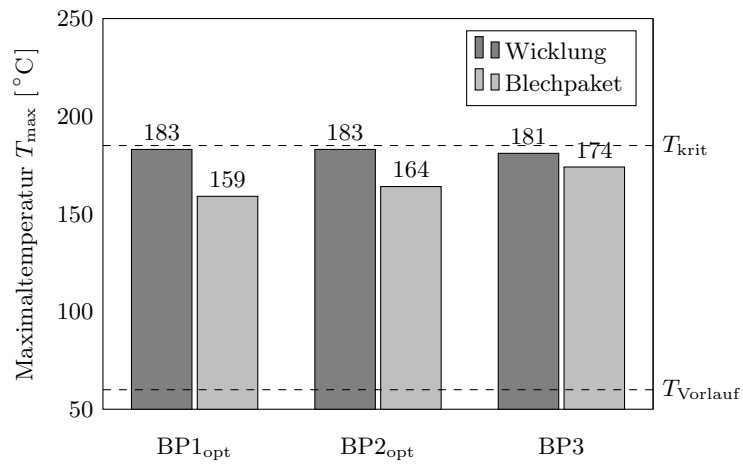


Abbildung A.3.: Kühlkonzept 2: Maximaltemperaturen von Wicklung und Blechpaket im erweiterten Leistungsbereich.