



**Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen**  
Hrsg.: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Tim Pychynski

**Entwicklung und experimentelle Validierung  
eines Ansatzes für die Modellierung des  
Anstreifverhaltens von Labyrinthdichtungen  
mit Honigwabeneinlaufbelägen**



# Entwicklung und experimentelle Validierung eines Ansatzes für die Modellierung des Anstreifverhaltens von Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Tim Pychynski  
aus Würzburg

Tag der mündlichen Prüfung:

21.07.2016

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Korreferent:

Prof. Dr. mont. habil. Dr. h. c. Ewald Werner

Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen

herausgegeben von:

Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer,  
Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
Kaiserstr. 12  
D-76131 Karlsruhe

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der  
Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind  
im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

©Copyright Logos Verlag Berlin GmbH 2016

Alle Rechte vorbehalten.

ISSN 1615-4983

ISBN 978-3-8325-4359-4



Logos Verlag Berlin GmbH  
Comeniushof, Gubener Str. 47,  
10243 Berlin  
Tel.: +49 030 42 85 10 90  
Fax: +49 030 42 85 10 92  
INTERNET: <http://www.logos-verlag.de>

Entwicklung und experimentelle Validierung eines  
Ansatzes für die Modellierung des Anstreifverhaltens  
von Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen

von

Dipl.-Ing. Tim Pychynski

Karlsruhe 2016

## Vorwort des Herausgebers

Im vorliegenden Band der Schriftenreihe befasst sich der Autor mit der Entwicklung eines Ansatzes zur Beschreibung des komplexen Anstreibvorganges von Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen. Dabei finden die relevanten tribologischen, thermischen und materialeitigen Prozesse und Eigenschaften Berücksichtigung. Bislang existierte keine Methodik, die es ermöglicht, den Anstreibvorgang vollständig zu modellieren und dabei gleichzeitig alle wesentlichen mikro- und makroskopischen Prozesse zu berücksichtigen. Für die Beantwortung ingenieurwissenschaftlicher Fragestellungen leitet der Autor deshalb auf Basis einer systematischen Modellreduktion ein makroskopisches Verfahren ab. Dazu ist es erforderlich, zunächst bestehende Lücken im physikalischen Verständnis der komplexen tribologischen Vorgänge beim Anstreifen zu schließen und alle maßgeblichen Teilprozesse durch geeignete Modellierungsansätze zu beschreiben. Besondere Bedeutung kommt dabei der zuverlässigen Vorhersage der makroskopischen Reibtemperatur in den Labyrinthspitzen während des Anstreibens zu. Durch simultane experimentelle Quantifizierung von Kontaktflächen, Reibtemperaturen und Verschleiß an einem generischen Versuchsaufbau, bestehend aus einer Labyrinthspitze und einem einzigen Anstreibblech, werden die relevanten Prozesse identifiziert und quantifiziert. Aufgrund der Vielzahl von Einflussparametern setzt der Autor die Instrumente der statistischen Versuchsplanung ein. Am Ende des Bandes stehen eine Sensitivitätsanalyse zur Identifikation der dominierenden Parameter und der Wechselwirkung der wesentlichen Systemgrößen.

Karlsruhe, im August 2016

Hans-Jörg Bauer

## Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) des Karlsruher Instituts für Technologie, wo ich mich mit verschiedenen Aspekten des Öl- und Luftsystems von Gasturbinen beschäftigt habe. Die Wahl des Anstreifverhaltens von Labyrinthdichtungen als Dissertationsthema erfolgte aus der Motivation, das Verhalten eines bisher kaum wissenschaftlich erforschten und sehr komplexen tribologischen Systems zu verstehen und erstmals in einem Modell abbilden zu können. Dank einer ausgezeichneten labortechnischen Ausstattung des Instituts war es mir möglich, die erforderlichen experimentellen Untersuchungen in kurzer Zeit durchzuführen und somit die Grundlage für meine Dissertation zu schaffen. Sehr profitieren konnte ich ebenfalls von dem vielseitigen fachlichen Austausch mit meinen Kollegen am ITS und Projektpartnern oder mit anderen Wissenschaftlern im Rahmen von internationalen Konferenzen und Reviews.

In diesem Zusammenhang möchte ich mich bei allen bedanken, denen ich im Laufe meiner Zeit am ITS begegnet bin und die durch interessante Diskussionen, motivierende Gespräche oder gar durch tatkräftige Unterstützung in verschiedenster Form zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer für seine stetige Unterstützung, die vielen Freiheiten in der Wahl und Ausübung meiner Forschungsaktivitäten, die vertrauensvolle Zusammenarbeit und die einmalige Chance, als kommissarischer Gruppenleiter wertvolle Erfahrungen sammeln zu können. Sehr gefreut habe ich mich über die Zusage von Herrn Prof. Dr. mont. habil. Dr. h. c. Ewald Werner für die Übernahme des Korreferats. Ihm danke ich unter anderem für die Anregungen aus einer etwas anderen, werkstoffwissenschaftlicheren Perspektive, die mir neue Denkanstöße für die Zukunft gegeben haben.

All meinen Freunden, die durch verschiedenste Aktivitäten zum notwendigen Ausgleich beigetragen haben, danke ich für viele wertvolle Ratschläge und eine sehr schöne gemeinsame Zeit. Von ganzem Herzen bedanke ich mich bei meiner Frau Vanessa und meiner Familie, die mich stets unterstützt und mir diesen Weg erst ermöglicht haben.

Karlsruhe, im August 2016

Tim Pychynski





---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungen</b> .....	<b>iv</b>
<b>Tabellen</b> .....	<b>xi</b>
<b>Symbolverzeichnis</b> .....	<b>xiii</b>
<b>1 Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Dynamische Turbomaschinendichtungen – Einlaufsysteme</b> .....	<b>5</b>
2.1 Funktionsweise & Anforderungen .....	5
2.1.1 Funktionsweise .....	5
2.1.2 Anforderungen.....	6
2.2 Einlaufbeläge – Stand der Technik.....	7
2.2.1 Weiche Einlaufbeläge ohne Porosität.....	8
2.2.2 Poröse Einlaufbeläge.....	8
2.2.3 Periodische Hohlkörperstrukturen.....	9
2.3 Anstreifen in Einlaufsystemen – Grundlagen & Stand der Forschung .....	11
2.3.1 Tribologische Grundlagen.....	12
2.3.2 Stand der Forschung: Experimentelle Untersuchungen .....	16
2.3.3 Stand der Forschung: Modellierung von Anstreifvorgängen.....	23
2.4 Ableitung der Zielsetzung & Vorgehensweise.....	28
2.4.1 Zielsetzung .....	28
2.4.2 Vorgehensweise.....	29
<b>3 Experimentelle Anstreifversuche</b> .....	<b>31</b>
3.1 Strategie.....	31
3.1.1 Geometrie .....	31
3.1.2 Werkstoffauswahl.....	33
3.2 Beschreibung des Anstreifprüfstands .....	35
3.2.1 Versuchsaufbau .....	35
3.2.2 Messtechnik.....	38
3.3 Versuchsdurchführung .....	40
3.3.1 Testablauf.....	40
3.3.2 Versuchsplan .....	42
3.4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen .....	43
3.4.1 Radial- & Querkräfte.....	43
3.4.2 Blechtemperaturen.....	49
3.4.3 Dichtspitzentemperaturen.....	55
3.4.4 Verschleiß.....	57

3.5	Zusammenfassung der Versuchsergebnisse.....	61
<b>4</b>	<b>Modellentwicklung – Einlaufvorgänge in Labyrinthdichtungen .....</b>	<b>63</b>
4.1	Modellierungsstrategie.....	63
4.2	Beschreibung des Kontaktmodells.....	65
4.3	Beschreibung des thermischen Modells.....	71
4.3.1	Thermisches Reib- & Kontaktmodell.....	73
4.3.2	Kinematische Kontaktbedingungen & periodischer Wärmeeintrag .....	77
4.3.3	Wärmeabfuhr .....	82
4.3.4	Effektive Reibwärmeaufteilung.....	82
4.3.5	Blitztemperaturen.....	84
4.3.6	Implementierung.....	88
4.4	Beschreibung des Verschleißmodells .....	89
4.4.1	Materialabtragender Verschleiß.....	90
4.4.2	Plastischer Verschleiß.....	93
4.5	Modellimplementierung.....	94
<b>5</b>	<b>Modellvalidierung.....</b>	<b>97</b>
5.1	Bestimmung der Modellparameter.....	97
5.1.1	Modellgeometrie & Randbedingungen.....	97
5.1.2	Anstreifbedingungen.....	99
5.1.3	Tribologische Modellparameter.....	101
5.1.4	Verschleißmodellierung.....	102
5.1.5	Blitztemperaturen.....	103
5.2	Vergleich von Simulation & Experiment .....	107
5.2.1	Konvergenzstudie AnstreifszENARIO S3.....	108
5.2.2	Vergleich für alle AnstreifszENARIEN S1-S5 .....	111
5.3	Diskussion ausgewählter Systemparameter .....	114
5.3.1	Verschleißverhalten .....	114
5.3.2	Effektive Reibwärmeaufteilung & Reibtemperaturen .....	116
5.3.3	Blitztemperaturen.....	121
5.4	Fazit Modellvalidierung.....	124
<b>6</b>	<b>Sensitivitätsanalyse .....</b>	<b>127</b>
6.1	Definition des Simulationsplans .....	127
6.2	Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse .....	129
6.3	Fazit Sensitivitätsanalyse .....	137
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung &amp; Ausblick .....</b>	<b>139</b>
7.1	Zusammenfassung.....	139

---

7.2	Ausblick.....	140
<b>Literaturverzeichnis .....</b>		<b>143</b>
<b>8</b>	<b>Anhang .....</b>	<b>155</b>
8.1	Geometrischer Messfehler der Kontakt- & Reibkräfte.....	155
8.2	Einfluss der Zustelltiefe auf die gemessenen Kräfte .....	158
8.3	Ergebnisse der Drehmomentmessung .....	159
8.4	Einfluss der Dichtspitze auf die gemessenen Kräfte .....	160
8.5	HDR-Bilder aller Anstreifszenerarien .....	162
8.6	Mittlere Blechtemperaturprofile .....	163
8.7	Größe des Anstreifsegments.....	163
8.8	Zeitgemittelte Pyrometertemperaturen.....	165
8.9	Einfluss der Dichtspitzengeometrie auf das Verschleißverhältnis .....	166
8.10	Plastisches Verformungsverhalten bei vorgegebener Verschiebung.....	166
8.11	Ablaufschema des Modellierungsansatzes .....	168
8.12	Temperaturerhöhungsfaktoren für Metallblech und Dichtspitze .....	170
8.13	Analytische Abschätzung des Temperaturerhöhungsfaktors: Metallblech .....	175
8.14	Analytische Abschätzung des Temperaturerhöhungsfaktors: Dichtspitze .....	178
8.15	Abhängigkeit der tribologischen Modellparameter von den Reibtemperaturen .....	182
8.16	Auswahl der statistischen Versuchspläne.....	183
8.17	Weitere Ergebnistabellen der Sensitivitätsstudie .....	185

---

## Abbildungen

Abbildung 1:	Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen in der Hochdruckturbine einer Gasturbine als Beispiele für Einlaufsysteme (modifiziert nach [135]) .....	4
Abbildung 2:	Verschiedene Einlaufbeläge in Kombination mit Labyrinthdichtspitzen (a) und in Kombination mit Schaufelspitzen (b) [75] .....	6
Abbildung 3:	Schematische Darstellung des konventionellen Herstellungsprozesses von Honigwabeneinlaufbelägen (modifiziert nach [25]) .....	10
Abbildung 4:	Schematische Darstellung der Einflussfaktoren und ihrer Zusammenhänge in einem tribologischen System mit Hinblick auf die Einlaufsysteme in Turbomaschinendichtungen (in Anlehnung an [32]) .....	13
Abbildung 5:	Schematische Darstellung eines konventionell hergestellten Honigwabeneinlaufbelags und der drei extremen Relativpositionen zwischen Labyrinthdichtspitze und Honigwabenbelag beim Anstreifen ....	32
Abbildung 6:	Typische Spannungs-Dehnungskurven für verschiedene Stähle bei Raumtemperatur [54] (a) und Temperaturabhängigkeit der mechanischen Werkstoffkennwerte von V2A Stahl bezogen auf die entsprechenden Werte bei Raumtemperatur (b) .....	34
Abbildung 7:	Axiale Frontalansicht des Anstreifprüfstands .....	36
Abbildung 8:	Nahansicht der Kontaktstelle zwischen Metallblech und Dichtspitze frontal und von der Seite .....	37
Abbildung 9:	Negativabdrücke der geneigten Dichtspitze D2 und der senkrechten Dichtspitze D3 vor dem ersten Anstreifversuch (in [mm]) .....	37
Abbildung 10:	Nahansicht der verwendeten Messtechnik (HS = <i>High-Speed</i> , IR = Infrarot)	39
Abbildung 11:	Typischer zeitlicher Verlauf der vorgegebenen radialen Blechverschiebung $s$ für einen Anstreifvorgang (a) und Versuchsmatrix zur Variation der Zustellparameter (b) .....	41
Abbildung 12:	Zeitliche Verläufe der radialen Zustellung $s$ sowie der resultierenden Radial- und Querkraft für ausgewählte Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe [132] .....	45
Abbildung 13:	Mittlere normalisierte Radialkraft (oben) und Querkraft (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen .....	47
Abbildung 14:	Mittlerer Reibkoeffizient (oben) und freigesetzter flächenspezifischer Reibwärmestrom (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen .....	48

- Abbildung 15: Beispiel für die mit der IR-Thermokamera gemessenen HDR-Blechtemperaturen für den Anstreifversuch S3b ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ ) auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe für verschiedene Zeitpunkte des Anstreifvorgangs..... 50
- Abbildung 16: Zeitliche Verläufe der radialen Zustellung  $s$  sowie der maximalen und mittleren Blechtemperaturen in zwei verschiedenen Abständen von der Kontaktfläche (0 mm und 1,4 mm) für ausgewählte Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke [132]..... 52
- Abbildung 17: Zeitgemittelte Temperaturprofile für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 bis 0,5 mm finaler Zustelltiefe (links) und 1 mm finaler Zustelltiefe (rechts) für die Blechdicke 0,4 mm. Jede Kurve entspricht jeweils dem Median aus allen durchgeführten Wiederholversuchen..... 53
- Abbildung 18: Über die volle Anstreifdauer zeitgemittelte mittlere (links) und maximale Blechtemperatur in der Kontaktfläche ( $x = 0 \text{ mm}$ ) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke ..... 54
- Abbildung 19: Ausgewählte Ergebnisse der Temperaturmessungen mit den Hochgeschwindigkeitspyrometern für das Anstreifenszenario S3b auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe ... 56
- Abbildung 20: Maximale Temperaturen pro Rotorumdrehung als Funktion der Anstreifbedingungen für beide Pyrometer HI16 (oben) und HI18 (unten) sowie für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) für alle finalen Zustelltiefen (jeweils gemittelt über die 100 größten Werte) ..... 57
- Abbildung 21: Typisches Verschleißbild (a) und gemessenes Blechprofil (b) für Anstreifenszenario S3 auf Dichtspitze D1 mit 1,5 mm finaler Zustelltiefe.... 59
- Abbildung 22: Verschleißverhältnis für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen..... 60
- Abbildung 23: Schematische Darstellung der Kontaktpunkte (links) und der uniformen Kontaktdruckverteilung (rechts) an allen drei potentiellen Kontaktflächen der Dichtspitze ..... 67
- Abbildung 24: Vereinfachte schematische Darstellung der Flächenverhältnisse und Wärmeströme beim Anstreifen zwischen einer senkrechten Labyrinthdichtspitze und einem Honigwabeneinlaufbelag zu einem bestimmten Zeitpunkt des Anstreifvorgangs ..... 72
- Abbildung 25: Wärmewiderstandschema für die thermischen Verhältnisse beim Anstreifen zwischen einer einzelnen Labyrinthdichtspitze und einem Honigwabeneinlaufbelag ..... 73
- Abbildung 26: Schematische Darstellung der makroskopischen und mikroskopischen Kontaktverhältnisse (modifiziert nach [29])..... 76
- Abbildung 27: Vier mögliche Anstreifenszenarien in Turbomaschinendichtungen und die dazugehörigen Eingriffsflächenverhältnisse (modifiziert nach [31]) ..... 77

Abbildung 28:	Kinematische Kontaktbedingungen in Folge des Kontakts zwischen Honigwabenzelle und Dichtspitze.....	80
Abbildung 29:	Schematische Darstellung der unterschiedlichen kinematischen Kontaktbedingungen bei der Entstehung von Blitztemperaturen auf der Dichtspitze beim Anstreifen gegen das Metallblech (modifiziert nach [19]) .....	85
Abbildung 30:	Ablaufschema des entwickelten Modellierungsansatzes mit einem expliziten Zeitschrittverfahren und Zeitskalentrennung.....	95
Abbildung 31:	Qualitative Darstellung der Zeitskalentrennung und der linearen Interpolation für die Berechnung der Steifigkeiten $k$ , Temperaturen $T$ und des Verschleißes $w$ .....	96
Abbildung 32:	Schematische Darstellung des Mittelschnitts der Modellgeometrie (alle Längenmaße in [mm]) .....	98
Abbildung 33:	Mittlere Temperaturerhöhungsfaktoren am Blech als Funktion der Segmentgröße (links, für konstant angenommene Werkstoffeigenschaften des Blechs bei 800°C) sowie an der Dichtspitze als Funktion der Peclet-Zahl (rechts, für konstant angenommene Werkstoffeigenschaften der Dichtspitze bei 200°C) .....	101
Abbildung 34:	Temperaturabhängigkeit der Zeitkonstanten des plastischen Verschleißgesetzes für alle fünf Anstreif szenarien .....	103
Abbildung 35:	Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse und der zufälligen örtlichen Verteilung der Blitztemperaturen für den Fall einer mittigen Positionierung des Metallblechs auf der Dichtspitzenoberfläche .....	104
Abbildung 36:	Schematische Darstellung der Pyrometeranordnung im Anstreifprüfstand (links) und qualitative Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Blitztemperaturen (rechts).....	105
Abbildung 37:	Frontalansicht der größten (links), zweitgrößten (mitte) und der feinsten (rechts) örtlichen Diskretisierung des Blechs (unten) und eines ausgeschnittenen Segments der Dichtspitze (oben) in der $r$ - $\varphi$ -Ebene.....	109
Abbildung 38:	Zeitverläufe der simulierten resultierenden Kontaktkräfte (links) und der resultierenden Blechtemperaturen (rechts) für alle im Rahmen der Konvergenzstudie durchgeführten Rechnungen.....	110
Abbildung 39:	Relative Abweichung des Verschleißverhältnisses am Ende des Anstreifvorgangs (links), der zeitgemittelten Blechtemperatur in der Kontaktfläche (mitte) und der zeitgemittelten vertikalen Kontaktkraft (rechts) von der Simulation mit der feinsten Diskretisierung für alle im Rahmen der Konvergenzstudie durchgeführten Rechnungen .....	110
Abbildung 40:	Vergleich der simulierten und experimentell erfassten zeitgemittelten Kontaktdrücke für die 0,4 mm dicken Bleche (links) und die 0,6 mm dicken Bleche (rechts).....	112

- Abbildung 41: Vergleich des simulierten und experimentell erfassten Verschleißverhältnisses am Blech für die 0,4 mm dicken Bleche (links) und die 0,6 mm dicken Bleche (rechts) am Ende des Anstreichvorgangs ..... 112
- Abbildung 42: Vergleich der simulierten und experimentell gemessenen zeitgemittelten Blechtemperaturen für die 0,4 mm breiten Bleche ..... 113
- Abbildung 43: Zeitlicher Verlauf der simulierten Zustellrate und Verschleißrate (links) sowie der radialen Zustellung und absoluten Verschleißtiefe (rechts) für das Anstreichszenario S3 mit 0,4 mm Blechdicke über die ersten 0,5 Sekunden des Anstreichvorgangs ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ ) ..... 116
- Abbildung 44: Zeitlicher Verlauf der simulierten Reibwärmeströme (links) sowie der resultierenden Blech- und Dichtspitzentemperaturen (rechts) für das Anstreichszenario S3 mit 0,4 mm Blechdicke über die ersten 0,5 Sekunden des Anstreichvorgangs ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ ) ..... 117
- Abbildung 45: Sich aus den Simulationen ergebende zeitgemittelte Wärmeübergangskoeffizienten (links) und zeitgemittelte effektive Wärmeaufteilungskoeffizienten (rechts) für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm) ..... 118
- Abbildung 46: Sich aus den Simulationen ergebende zeitgemittelte Reibwärmeströme in die Dichtspitze (links) und in das Blech (rechts) in der Kontaktfläche  $A_C$  für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm) ..... 119
- Abbildung 47: Zeitgemittelte simulierte Dichtspitzentemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (links) und in der tatsächlichen Kontaktfläche (rechts) für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm) ..... 120
- Abbildung 48: Zeitgemittelte simulierte Blechtemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (links) und in der tatsächlichen Kontaktfläche (rechts) für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm) ..... 121
- Abbildung 49: Simulierte relative Blitztemperaturerhöhungsfaktoren für einen kontinuierlichen Wärmeeintrag (links) und für eine bewegte Wärmequelle (rechts) für alle fünf Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm) ..... 122
- Abbildung 50: Abhängigkeit der kalibrierten tribologischen Modellparameter von den maximalen relativen Blitztemperaturerhöhungen für eine bewegte Wärmequelle (a, b, c) bzw. von den Blechtemperaturen in der Kontaktfläche (d) ..... 123
- Abbildung 51: Beispiel der Punkteverteilung für einen Schnitt durch den 15-dimensionalen Eingangsparameterraum für einen teilfaktoriellen Versuchsplan mit 512 Datenpunkten (große Rechtecke) und ein *Latin Hypercube* mit identischer Anzahl an Datenpunkten (kleine Punkte) ..... 129

Abbildung 52:	Zusammenhänge zwischen den verschiedenen zeitgemittelten Systemgrößen aus dem teilfaktoriellen Versuchsplan (DOE) und dem <i>Latin Hypercube Sample</i> (LHS) für die finale Zustelltiefe von 1,5 mm ( $v_R = 110$ m/s, $ds/dt = 0,254$ mm/s) .....	132
Abbildung 53:	Simulierter Einfluss des Reibkoeffizienten $\mu$ auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5$ mm, $v_R = 110$ m/s, $ds/dt = 0,254$ mm/s) .....	133
Abbildung 54:	Simulierter Einfluss des intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten $\beta_i$ (oben) und der Proportionalitätskonstanten des Wärmeübergangskoeffizienten $h_{TC,0}$ (unten) in der Kontaktfläche auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5$ mm, $v_R = 110$ m/s, $ds/dt = 0,254$ mm/s) .....	134
Abbildung 55:	Simulierter Einfluss des Elastizitätsmoduls des Blechs auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5$ mm, $v_R = 110$ m/s, $ds/dt = 0,254$ mm/s) .....	135
Abbildung 56:	Simulierter Einfluss der Wärmeleitfähigkeiten des Blechs (oben) und der Dichtspitze (unten) auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5$ mm, $v_R = 110$ m/s, $ds/dt = 0,254$ mm/s) .....	136
Abbildung 57:	Schematische Darstellung der Positionierung zwischen Metallblech und Dichtspitze sowie der Kräfteverhältnisse am Metallblech (nicht maßstabsgetreu) .....	155
Abbildung 58:	Mittlere normalisierte Radialkraft für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 für die verschiedenen finalen Zustelltiefen mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen .....	158
Abbildung 59:	Mittlere normalisierte Querkraft für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 für die verschiedenen finalen Zustelltiefen mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen .....	159
Abbildung 60:	Aus dem Drehmoment berechnete mittlere normalisierte Reibkraft (oben) und entsprechende Reibwärmeströme (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen .....	160
Abbildung 61:	Mittlere normalisierte Radialkraft (oben), Querkraft (mitte) und dynamischer Reibkoeffizient (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D2 (links) und D4 (rechts) mit 0,6 mm starken Blechen .....	161
Abbildung 62:	Mit der Thermokamera gemessene Blechtemperaturen zu einem bestimmten Zeitpunkt in der quasi-stationären Phase des Anstreifvorgangs für ausgewählte Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke .....	162
Abbildung 63:	Zeitgemittelte Temperaturprofile für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 bis 0,5 mm finaler Zustelltiefe (links) und 1 mm finaler Zustelltiefe (rechts) für die Blechdicke 0,4 mm. Jede Kurve entspricht jeweils dem Median aus allen durchgeführten Wiederholversuchen .....	163



- Abbildung 64: Relative Größe des aus den Pyrometermessungen bestimmten Umfangssegments als Funktion des Anstreifenszenarios als Summe (oben) und Gesamt (unten) für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) ..... 164
- Abbildung 65: Mittlere Temperaturen der Temperaturspitzen pro Rotorumdrehung als Funktion der Anstreifbedingungen für beide Pyrometer HI16 (oben) und HI18 (unten) sowie für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) für alle finalen Zustelltiefen (jeweils gemittelt über die 100 größten Werte) ..... 165
- Abbildung 66: Verschleißverhältnis für alle Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D2 (links) und der senkrechten Dichtspitze D4 (rechts) mit 0,6 mm starken Blechen als Funktion der Anstreifparameter ..... 166
- Abbildung 67: Vollständiges Ablaufschema des entwickelten Modellierungsansatzes mit einem expliziten Zeitschrittverfahren ..... 169
- Abbildung 68: Temperaturerhöhungsfaktor am Blech als Funktion der finalen Zustelltiefe (links, Segmentgröße =  $36^\circ$ ) und der Segmentgröße (rechts,  $s_f = 1,5 \text{ mm}$ ), beide für die konstanten Werkstoffeigenschaften des Blechs bei  $800^\circ\text{C}$ .. 171
- Abbildung 69: Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der Position über den Umfang für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen bei axial mittlerer Position auf der Dichtspitze ( $z = 0$ )..... 172
- Abbildung 70: Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen in der Mitte der Dichtspitze ( $\varphi = 0$ ) ..... 173
- Abbildung 71: Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen an der Umfangsposition des HI16 Pyrometers (16 Grad hinter der Kontaktstelle)..... 173
- Abbildung 72: Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen an der Umfangsposition des HL18 Pyrometers (30 Grad hinter der Kontaktstelle)..... 174
- Abbildung 73: Abhängigkeit des mittleren Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze als Funktion der Peclet-Zahl für die 0,4 mm und 0,6 mm dicken Metallbleche (links) sowie die Temperaturabhängigkeit der Peclet-Zahl für den Dichtspitzenwerkstoff 42CrMo4 (rechts)..... 175
- Abbildung 74: Betrachtete Geometrie und Randbedingungen für die analytische Abschätzung des thermischen Widerstands der bewegten Wärmequelle für die Dichtspitze..... 179
- Abbildung 75: Abhängigkeit der kalibrierten tribologischen Modellparameter von den maximalen relativen Blitztemperaturerhöhungen für einen kontinuierlichen

Wärmeeintrag (a, b, c) bzw. von den Blechtemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (d).....182

Abbildung 76: Abhängigkeit der Auflösung bzw. des maximalen Korrelationskoeffizienten von der Anzahl an Versuchsdurchläufen für zweistufige teilfaktorielle Versuchspläne und für *Latin-Hypercubes* (TF = Teilfaktoriell, VF = Vollfaktoriell, A = Auflösung, LHS = *Latin Hypercube Sample*) .....184

---

## Tabellen

Tabelle 1:	Mechanische Werkstoffkennwerte $Y^{RT}$ bei Raumtemperatur.....	35
Tabelle 2:	Relative Standardabweichungen für die normalisierten Kontakt- und Reibkräfte sowie für den Reibkoeffizient für alle fünf Anstreifszzenarien auf Dichtspitze D1 .....	48
Tabelle 3:	Relative Standardabweichungen für das Verschleißverhältnis für alle fünf Anstreifszzenarien auf Dichtspitze D1 .....	61
Tabelle 4:	Zusammenfassung der für die Simulationen verwendeten tribologischen Modellparameter sowie der Verschleißkoeffizienten für alle fünf Anstreifszzenarien.....	102
Tabelle 5:	Im Rahmen der Konvergenzstudie variierte Werte.....	108
Tabelle 6:	Für die nachfolgenden Rechnungen verwendete Zeitschrittgrößen.....	111
Tabelle 7:	Zusammenfassung der relativen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment .....	114
Tabelle 8:	Zusammenfassung aller im Rahmen der Sensitivitätsanalyse variierten Parameter .....	128
Tabelle 9:	Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den zweistufigen teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm .....	130
Tabelle 10:	Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den zweistufigen teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitzentemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm .....	131
Tabelle 11:	Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teil-faktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten .....	185
Tabelle 12:	Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitzentemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten .....	186

- Tabelle 13: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teil-faktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten.....187
- Tabelle 14: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teil-faktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten.....188
- Tabelle 15: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten .....189
- Tabelle 16: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten.....190
- Tabelle 17: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten .....191
- Tabelle 18: Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten.....192

---

# Symbolverzeichnis

**Formelzeichen    Einheit    Bedeutung**

**Lateinische Symbole:**

$a$	$m^2 s^{-1}$	Temperaturleitfähigkeit des Werkstoffs
$A$	$m^2$	Fläche
$A_A$	$m^2$	Scheinbare (potentielle) Kontaktfläche pro Rotorumdrehung (engl. <i>apparent</i> )
$A_C$	$m^2$	Nominelle makroskopische Kontaktfläche
$A_{MF}$	$m^2$	Vom Pyrometermessfleck erfasste Fläche
$A_r$	$m^2$	Reale mikroskopische Kontaktfläche
$A_S$	$m^2$	Seitenfläche des Metallblechs
$\bar{b}$	$m$	Mittlerer Radius aller mikroskopisch kleinen wahren Kontaktstellen
$B$	$m$	Breite des Metallblechs
$B_D$	$m$	Breite der Dichtspitze
$B_{HW}$	$m$	Breite eines Honigwabenblechs
$c_{pl}$	-	Skalierungsfaktor im plastischen Verschleißgesetz
$c_v$	$Jkg^{-1}K^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität
$C$	-	Kontaktpunkt einer Kontaktfläche
$C_A$	-	Proportionalitätskonstante zur Berechnung des Flächenanteils der wahren mikroskopischen Kontaktfläche
$C_{\bar{b}}$	$m$	Proportionalitätskonstante zur Berechnung der durchschnittlichen Größe der Mikrokontaktstellen
$d_a$	$m$	Radiale Anstreiftiefe
$D_{HW}^z$	$m$	Innerer Durchmesser einer Honigwabenzelle in Axialrichtung
$D_{HW}^\varphi$	$m$	Innerer Durchmesser einer Honigwabenzelle in Umfangsrichtung
$e_1, e_2, e_3$	-	Exponenten des Archard Verschleißgesetzes
$e_B$	$m$	Exzentrischer Versatz des Blechs gegenüber der Dichtspitze
$e_{MF}$	$m$	Exzentrischer Versatz des Pyrometermessflecks gegenüber der Dichtspitze

$E$	$Nm^{-2}$	Elastizitätsmodul des Werkstoffs
$f$	-	Festigkeitsreduktionsfaktor
$f_C( )$	-	Kontaktmodell
$f_{\Delta T}^*$	-	relative Temperaturdifferenz (Temperaturerhöhungsfaktor)
$F_C$	$N$	Kontaktkraft in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$ (senkrecht zur Kontaktfläche)
$F_{qu}$	$N$	Gemessene resultierende Querkraft (horizontal)
$F_{rad}$	$N$	Gemessene resultierende Radialkraft (vertikal)
$F_R$	$N$	Reibkraft
$g_{\perp}$	$m$	Spalt zwischen zwei Kontaktpunkten C (senkrecht zur Kontaktfläche)
$G_{TF}( )$	-	Thermische Übertragungsfunktion
$h_k$	$Wm^{-2}K^{-1}$	Konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
$h_{TC}$	$Wm^{-2}K^{-1}$	Thermischer Wärmeübergangskoeffizient in der Kontaktfläche
$h_{TC,0}$	$m^{-1}$	Proportionalitätskonstante für die Bestimmung des thermischen Wärmeübergangskoeffizienten $h_{TC}$ in der Kontaktfläche
$H$	-	Härte des Werkstoffs
$H_B$	$m$	Höhe des Metallblechs
$I_{\lambda}$	$Wm^{-2}$	Strahlungsdichte eines grauen Strahlungskörpers nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz
$\bar{I}_{\lambda,A_C}$	$Wm^{-2}$	Mittlere Strahlungsdichte der nominellen Kontaktfläche $A_C$
$\bar{I}_{\lambda,A_{\bar{C}}}$	$Wm^{-2}$	Mittlere Strahlungsdichte des Teils der Dichtspitzenoberfläche, der nicht zur nominellen Kontaktfläche gehört
$\bar{I}_{\lambda,A_{\bar{D}}}$	$Wm^{-2}$	Mittlere Strahlungsdichte der Fläche, die nicht zur Dichtspitzenoberfläche gehört
$\bar{I}_{\lambda,AMF}$	$Wm^{-2}$	Mittlere vom Pyrometermessfleck ausgestrahlte Strahlungsdichte für die Wellenlänge $\lambda$
$\bar{I}_{\lambda,A_r}$	$Wm^{-2}$	Mittlere Strahlungsdichte der realen mikroskopischen Kontaktfläche $A_r$
$\bar{I}_{\lambda,A_{\bar{r}}}$	$Wm^{-2}$	Mittlere Strahlungsdichte, die von der restlichen nominellen Kontaktfläche $A_C$ ausgeht und nicht zur realen mikroskopischen Kontaktfläche $A_r$ gehört
$k$	$Nm^{-3}$	Druckspezifische Steifigkeit

$k_S$	$Nm^{-3}$	Druckspezifische Steifigkeit der umgebenden Struktur
$k_W^{ab}$	-	Verschleißkoeffizient des Archard Verschleißgesetzes
$L$	$m$	Länge des Metallblechs
$L_{HW}$	$m$	Länge der doppelten Wandstärke der Honigwabenzellen in Umfangsrichtung
$m_w$	$kg$	Masse an abrasiv verschlissenenem Werkstoff
$N$	-	Anzahl der Rotorumdrehungen
$N_t$	-	Anzahl der erfassten Messdatenpunkte über einen Anstreifvorgang
$N_T$	-	Anzahl der Zeitinkremente pro Durchlauf der Temperaturschleife pro Zeitinkrement der Steifigkeitsberechnung
$N_w$	-	Anzahl der Zeitinkremente pro Durchlauf der Verschleißschleife pro Zeitinkrement der Temperaturschleife
$N_{\perp}$	-	Normalenvektor auf die Kontaktfläche (aus dem Material herausgerichtet)
$p_C$	$Nm^{-2}$	Normalspannung in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$p_{rad}$	$Nm^{-2}$	Normalisierte, beim Anstreifen gemessene Radialkraft
$p_{qu}$	$Nm^{-2}$	Normalisierte, beim Anstreifen gemessene Querkraft
$P_R$	$W$	Freigesetzte absolute Reibwärmeleistung
$\dot{q}_R$	$Wm^{-2}$	Flächenspezifischer Reibwärmestrom
$\dot{q}_W$	$Wm^{-2}$	Durch Materialabtrag abgeführter flächenspezifischer Wärmestrom
$\dot{Q}$	$W$	Absoluter Wärmestrom
$\dot{Q}_C^{D-S}$	$W$	Absoluter Wärmeausgleichsstrom zwischen Dichtspitze und Stator über die nominelle makroskopische Kontaktfläche $A_C$
$\dot{Q}_{R,C}$	$W$	Absoluter Reibwärmestrom in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$\dot{Q}_{R,C}^D$	$W$	Absoluter effektiver Reibwärmestrom in die Dichtspitze in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$\dot{Q}_{R,C}^S$	$W$	Absoluter effektiver Reibwärmestrom in den Stator in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$\dot{Q}_W$	$W$	Durch Materialabtrag dissipierter absoluter Wärmestrom
$r$	$m$	Radiale Koordinatenrichtung
$r_D$	$m$	Äußerer Radius der Dichtspitze

$r_{MF}$	$m$	Radius des Pyrometermessflecks
$R_b$	$KW^{-1}$	Thermischer Widerstand Relativbewegung
$R_k$	$KW^{-1}$	Thermischer Widerstand Konvektion
$R_{p02}$	$Nm^{-2}$	Plastische Dehngrenze des Werkstoffs
$R_{rad}$	$KW^{-1}$	Thermischer Widerstand Wärmestrahlung
$R_{TC}$	$KW^{-1}$	Thermischer Kontaktwiderstand
$R_{th}$	$KW^{-1}$	Thermischer Widerstand
$R_u$	$Nm^{-2}$	Zugfestigkeit des Werkstoffs
$R_\lambda$	$KW^{-1}$	Thermischer Widerstand Wärmeleitung
$s$	$m$	Zustelltiefe
$s_{eff}$	$m$	Effektive Zustelltiefe
$s_f$	$m$	Finale Zustelltiefe am Ende des Anstreifvorgangs
$s_G$	$m$	Zurückgelegter Gleitweg
$s_r$	$m$	Reale, tatsächliche Überdeckung der Reibpartner
$s_{th}$	$m$	Theoretische Zustelltiefe
$\dot{s}$	$ms^{-1}$	Zustellungsrate
$t$	$s$	Zeit
$t_{c,pl}$	$s$	Zeitkonstante des plastischen Verschleißgesetzes
$t_R$	$s$	Zeitliche Dauer des Anstreifvorgangs
$t_U$	$s$	Umlaufdauer einer Rotorumdrehung
$t_\varphi$	$s$	Zeitliche Dauer des Reibkontakts über eine Rotorumdrehung im Umfangssegment $\varphi_c$
$T$	$K$	Temperatur
$T_0$	$K$	Ausgangstemperatur
$\bar{T}_{A_A}$	$K$	Mittlere makroskopische Temperatur der scheinbaren Fläche $A_A$
$\bar{T}_{A_C}$	$K$	Mittlere makroskopische Kontaktflächentemperatur der Kontaktfläche $A_C$
$\bar{T}_{A_r}$	$K$	Mittlere mikroskopische Kontaktflächentemperatur der realen Kontaktfläche $A_r$ (Blitztemperatur)
$T_B^{max}$	$K$	Maximale, mit der IR-Kamera gemessene Blechtemperatur pro Pixelreihe
$T_B^{mean}$	$K$	Mittlere, mit der IR-Kamera gemessene Blechtemperatur pro Pixelreihe



$T_B$	$K$	Blechtemperatur
$T_L$	$K$	Lufttemperatur
$T_{Py}$	$K$	Pyrometertemperatur
$T_{Py}^{max}$	$K$	Maximale Pyrometertemperatur pro Rotorumdrehung
$T_{Py}^{mean}$	$K$	Mittlere Pyrometertemperatur pro Rotorumdrehung
$T_U$	$K$	Umgebungstemperatur
$\mathbf{U}_w$	$m$	Verschiebungsvektor eines Materialpunkts durch Verschleiß
$\vec{v}$	$ms^{-1}$	Relativgeschwindigkeitsvektor
$v_R$	$ms^{-1}$	Reibgeschwindigkeit in Umfangsrichtung $\varphi$
$V_w$	$m^3$	Verschleißvolumen
$\dot{V}_w$	$m^3s^{-1}$	Änderungsrate des Verschleißvolumens
$w$	$m$	Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche
$w_a$	$m$	Abrasives Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche nach dem Archard Verschleißgesetz
$w_{a,\varphi}$	$m$	Abrasives Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche nach dem Archard Verschleißgesetz über das Umfangssegment $\varphi_c$
$w_{GV}$	$m$	Aus dem Gewichtsverlust bestimmte materialabtragende Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche
$w_{pl}$	$m$	Plastische Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche
$w_{tot}$	$m$	Totale Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche
$\dot{w}$	$ms^{-1}$	Verschleißrate senkrecht zur Kontaktfläche
$x$	$m$	Senkrechter Abstand von der Kontaktfläche
$\mathbf{X}_P$	-	Menge aller Materialpunkte der Reiboberfläche, die aktuell in Kontakt stehen (mikroskopisch)
$y_{\perp}$	$m$	Elastische Verschiebung des Kontaktpunkts $C$ senkrecht zur Kontaktfläche
$\Delta y_{\alpha,+}$	$m$	Verschiebung des Kontaktpunkts $C$ senkrecht zur Kontaktfläche auf Grund von thermischer Ausdehnung
$Y$	-	Ausgangsgröße
$z$	$m$	Axiale Koordinatenrichtung

**Griechische Symbole:**

$\beta_{eff}$	-	Effektiver Wärmeaufteilungskoeffizient
$\beta_i$	-	Intrinsischer Wärmeaufteilungskoeffizient
$\Delta\varphi_{py}$	<i>rad</i>	Winkelversatz des Pyrometers hinter der Kontaktstelle
$\Delta m$	<i>kg</i>	Gewichtsverlust
$\Delta t_k$	<i>s</i>	Zeitinkrementgröße der Steifigkeitsschleife
$\Delta t_{py}$	<i>s</i>	Zeitversatz zwischen Kontaktstelle und Pyrometer
$\Delta t_T$	<i>s</i>	Zeitinkrementgröße der Temperaturschleife
$\Delta t_W$	<i>s</i>	Zeitinkrementgröße der Verschleißschleife
$\Delta T$	<i>K</i>	Temperaturerhöhung
$\Delta y_{\alpha,+}$	<i>m</i>	Thermische Ausdehnung senkrecht zur Kontaktfläche
$\varepsilon_{rad}$	-	Emissionskoeffizient für Infrarotstrahlung
$\varepsilon_{th}$	-	Thermische Dehnung
$\varphi$	<i>rad</i>	Umfangsrichtung des zylindrischen Koordinatensystems
$\varphi_A$	<i>rad</i>	Größe des Umfangssegments, über welches über eine vollständige Rotorumdrehung Reibkontakt stattfindet (passend zu $A_A$ ).
$\varphi_C$	<i>rad</i>	Größe des Umfangssegments, über welches zum aktuellen Zeitpunkt Reibkontakt stattfindet (passend zu $A_C$ ).
$\varphi_{ec}$	<i>rad</i>	Umfangssegment, über welches pro Rotorumdrehung Reibkontakt auftritt
$\kappa_{lin}$	-	Linearer Regressionskoeffizient
$\lambda$	$Wm^{-1}K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_{eff}$	$Wm^{-1}K^{-1}$	Effektive Wärmeleitfähigkeit der Kontaktfläche
$\lambda_{py}$	<i>m</i>	Wellenlänge des Pyrometers
$\mu$	-	Dynamischer Reibkoeffizient
$\Omega_C$	-	Menge aller Materialpunkte der makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$\rho$	$kgm^{-3}$	Werkstoffdichte
$\tau$	<i>s</i>	Laufvariable (Zeit) für Integralrechnung
$\tau_R$	$Nm^{-2}$	Reibschubspannung in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche $A_C$
$\omega$	$rads^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit

$\chi$  - Anteil der mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$ , der einen statischen Wärmeeintrag erfährt

**Indizes:**

0	Im Anfangszustand
$\alpha$	Thermische Ausdehnung
$A$	scheinbar (engl. <i>apparent</i> )
<i>bew</i>	bewegt
$B$	Blech
$C$	Kontakt
$D$	Dichtspitze
$DW$	Doppelte Wandstärke
<i>el</i>	elastisch
$GV$	Gewichtsverlust
<i>hi</i>	Hinterkante
<i>kont</i>	kontinuierlich
<i>max</i>	Maximal
$MF$	Messfleck
<i>rad</i>	radial
<i>qu</i>	quer
<i>s</i>	Zustellung
<i>sp</i>	Spitze
$S$	Stator / Honigwabe / Blech
<i>th</i>	thermisch
$U$	Umgebung
<i>vo</i>	Vorderkante
<i>w</i>	Verschleiß

**Abkürzungen:**

DOE	<i>Design of Experiments</i> (statistische Versuchsplanung)
HDMI	<i>High Dynamic Range Imaging</i>
HF	Hauptinflussfaktor
HS	<i>High-Speed</i>
HW	Honigwabe
D1/D2/D3/D4	Dichtspitze 1/2/3/4
IR	Infrarot
LHS	<i>Latin Hypercube Sampling</i>
NUC	<i>Non-Uniformity Corrections</i>
RT	Raumtemperatur
S1 bis S5	AnstreifszENARIO Nummer 1 bis 5
TF	Teilfaktoriell
VF	Vollfaktoriell
WW	Wechselwirkung

---

# 1 Einleitung

Als weltweit eine der ersten führenden Industrienationen beschloss der deutsche Bundestag 2011 die Abschaltung aller deutschen Atomkraftwerke bis Ende 2022 und ebnete damit den Weg für einen großen Umbruch in der deutschen Energieversorgung [23], [45]. Anstelle der Atomenergie sollen bis 2020 insgesamt mindestens 35%, bis 2050 gar 80% des deutschen Strombedarfs über regenerative Energien wie zum Beispiel Wind- und Solarkraft gedeckt werden [46]. Hintergrund sind vor allem eine angestrebte umweltfreundlichere und nachhaltigere Energiegewinnung sowie die Gewährleistung einer autonomen Energieversorgung. In Folge des zunehmenden weltweiten Energiebedarfs bei stetiger Verknappung der fossilen Brennstoffe ist es nur eine Frage der Zeit, bis auch andere Länder nach deutschem Vorbild in verstärktem Maße auf eine regenerative Energieversorgung setzen müssen [46]. Dennoch kann zur Abdeckung des Grund-, Mittel- und Spitzenlastbereichs auch in Zukunft nicht vollständig auf fossile Energieträger und somit Kohle- und Gaskraftwerke verzichtet werden.

Gas- und Dampfturbinen mit Leistungen im Megawattbereich bilden eine wichtige Säule der deutschen Energiewende. Zum einen bieten sie ein enormes Einsparungspotential im Verbrauch fossiler Brennstoffe durch Wirkungsgradsteigerungen, wodurch gleichzeitig die Emissionen von Treibhausgasen gesenkt werden können. Zum anderen sind Gasturbinen in Anbetracht noch unzureichender Speichermöglichkeiten elektrischer und thermischer Energie essentiell für die Gewährleistung der Versorgungssicherheit bei plötzlichen Bedarfsänderungen oder zum Beispiel wetterabhängigen Schwankungen der regenerativen Solar- oder Windenergie. In solchen Fällen müssen die Turbinen bei entsprechendem Bedarf schnell und sicher auf die benötigte Zielleistung hochgefahren und ans Netz gebracht werden können, wobei die Maschinen möglichst flexible Leistungsbereiche abdecken müssen [26].

Neben der Gewinnung elektrischer Energie spielen leistungsfähige Gasturbinen ebenfalls in der Luftfahrt als Flugtriebwerke eine sehr wichtige Rolle. Auch hier tragen Steigerungen des Wirkungsgrads bei gleichzeitiger Erhöhung der Lebensdauer und Betriebssicherheit entscheidend zu Energieeinsparung und Umweltschutz bei. In Anbetracht der hohen Anzahl der weltweit durchgeführten Flüge von über 30 Millionen pro Jahr ist die weitere Effizienzsteigerung der Flugtriebwerke essentiell, zumal sie die Flugkosten und die beim Fliegen verursachten Schadstoffemissionen entscheidend beeinflussen [82]. Eine im Zuge der Globalisierung zu erwartende zunehmende Luftverkehrsdichte erfordert außerdem häufigere Kurs- und Höhenwechsel und stellt somit neue Anforderungen an die Triebwerke in Form von vermehrten Lastwechseln.

Wirkungsgrad, Betriebssicherheit und Lebensdauer von Turbomaschinen sind sehr eng verbunden mit der Effizienz und Zuverlässigkeit der eingesetzten Dichtungssysteme [26]. Zum einen sorgen die Dichtungssysteme für die Minimierung wirkungsgradreduzierender Leckageströme zwischen statischen und rotierenden Komponenten. Zum Beispiel gewährleisten die Gasdichtungen am inneren und äußeren Deckband der Leit- bzw. Laufschaufelreihen, dass ein möglichst großer Anteil des komprimierten Fluids am Energieumsatz in der Schaufel beteiligt ist und minimieren aerodynamische Verluste durch Sekundärwirbel. Zum anderen sind die Dichtungssysteme für die Regulierung der Druck- und

Strömungsverhältnisse im Sekundärluftsystem der Gasturbinen verantwortlich, welches unter anderem für die Kühlluftversorgung der vorderen Turbinenstufen oder der Brennkammerstruktur zuständig ist. Die Zuführung einer optimalen Kühlluftmenge in jedem Betriebsbereich trägt dabei entscheidend zu höheren Gesamtwirkungsgraden und Lebensdauern der Maschine bei.

Die Verbesserung der eingesetzten Dichtsysteme zählt zu den effizientesten und kostengünstigsten Methoden zur Erhöhung der Wirkungsgrade, Betriebssicherheit und Lebensdauer von Gas- und Dampfturbinen [26], [75], [76], [98]. Verdeutlicht wird dies unter anderem durch die große Anzahl der in den vergangenen Jahren eingereichten Dichtungspatente [61], [98]. Besonders in Anbetracht der zu erwartenden steigenden Druck- und Temperaturverhältnisse sowie der zunehmenden Größe zukünftiger Turbomaschinen kommt der Leckagereduktion und verbesserten Kühlluftzuführung eine enorme Bedeutung zu [1], [40], [105].

Die Dichtungen Thermischer Strömungsmaschinen sind extremsten Bedingungen ausgesetzt, womit ihre Entwicklung und Verbesserung eine große technische Herausforderung darstellt. Zum Beispiel liegen die Heißgastemperaturen in der ersten Hochdruckturbinenstufe in Flugtriebwerken um die 1500 °C bei Drücken bis zu 40 bar, welchen die Werkstoffe mindestens 20000 Stunden Stand halten müssen [26], [76]. Hohe Anforderungen an die Zuverlässigkeit und Lebensdauer sowie speziell an die Temperatur-, Erosions- und Korrosionsbeständigkeit der eingesetzten Dichtungen sind daher unabdingbar [1], [136], [153], [177]. Eine der größten Herausforderungen bei der Entwicklung von Dichtsystemen liegt in den axialen und radialen Spaltweitenänderungen zwischen den Komponenten, die sich im Betrieb in Folge instationärer Betriebsbedingungen ergeben und beispielsweise durch erhöhte Leckageverluste oder veränderte Druck- und Kühlluftmengenverhältnisse die Leistung, Effizienz, Betriebssicherheit und Lebensdauer negativ beeinflussen [75].

Kritisch können vor allem Spaltverkleinerungen sein, die in dynamischen Dichtungen im Extremfall Kontakt zwischen den rotierenden und statischen Dichtkomponenten, das sogenannte Anstreifen, verursachen. Bei Relativgeschwindigkeiten von mehreren 100 m/s kann die beim Anstreifen freigesetzte Reibenergie zur Beschädigung der Dichtung führen. Neben mechanischem Versagen durch Herausbrechen von Dichtelementen, Rissbildung oder Aufschmelzen durch Überhitzung lassen sich auch übermäßiger Verschleiß und eine damit verbundene Minderung der Dichtwirkung als kritische Folgen des Anstreifens nennen [131], [136]. Eine Verschlechterung von Wirkungsgrad und Lebensdauer oder gar Schaufel- oder Rotorversagen sind mögliche schwerwiegende Folgen. Die Veränderungen der Spaltweite müssen von den Dichtungen deshalb unter allen Betriebsbedingungen ohne kritische Beschädigung toleriert werden [98], [105].

Abgesehen von einer aktiven Spaltweitenkontrolle lässt sich die Erhöhung der Anstreiftoleranz dynamischer Dichtsysteme nur durch eine Verringerung der beim Anstreifen freigesetzten Reibenergie erzielen [98], [105]. Die folgenden zwei Ansätze haben sich hierfür bewährt:

- Flexible Dichtsysteme (engl. *compliant seals*)
- Einlaufsysteme (engl. *abradable seals*)

Flexible Dichtsysteme, wie zum Beispiel Bürsten- oder Fingerdichtungen, basieren auf dem Prinzip einer reduzierten Struktursteifigkeit senkrecht zur Dichtfläche, was im Kontaktfall zu

kleineren Kontaktdrücken und somit geringeren freigesetzten Reibenergien führt [26], [153]. Mit flexiblen Dichtkonzepten lassen sich meist geringe Spaltweiten und somit potentiell sehr hohe Dichtwirkungen erzielen [26], [153]. Eine wesentliche Herausforderung bei der Entwicklung dieser Dichtsysteme liegt in der gleichzeitigen Gewährleistung einer ausreichenden Steifigkeit in Strömungsrichtung, um hohen Druckdifferenzen über den Dichtspalt Stand halten zu können. Des Weiteren erhöht die Flexibilität die Komplexität des Systems, was zu höheren Entwicklungs- und Fertigungskosten führt und die Zuverlässigkeit der Dichtung zum Beispiel durch eine höhere Schwingungsanfälligkeit, geminderte Erosionsbeständigkeit, *Blowdown*- und Hystereseeffekte oder gar instabile selbstverstärkende Anstreifvorgänge beeinträchtigt [1], [26], [47], [153].

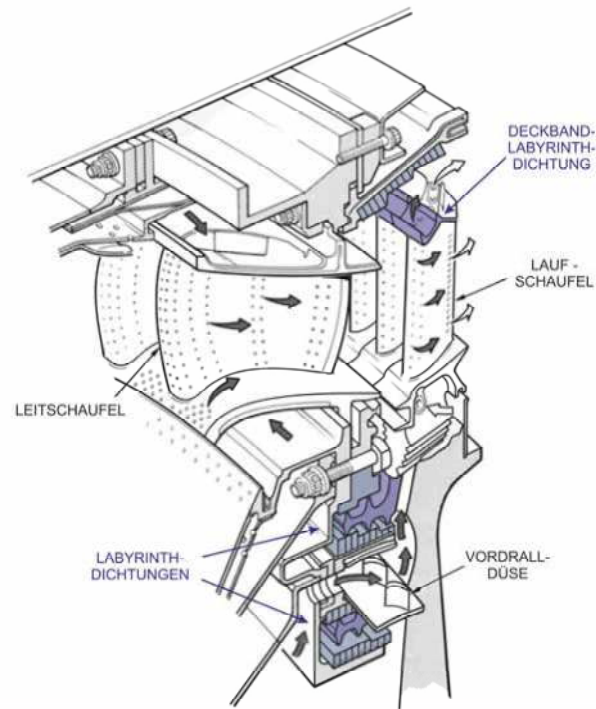
Im Gegensatz zu den flexiblen Dichtsystemen beruht die Funktionsweise der Einlaufsysteme auf einem schnellen und kontrollierten Verschleiß der statischen Dichtungskomponente, dem sogenannten Einlaufbelag. Das System wird so ausgelegt, dass die rotierende Komponente (zum Beispiel eine Schaufel- oder Labyrinthdichtspitze) im Kontaktfall in den Einlaufbelag einschneidet, wodurch die Reibbelastung gering gehalten und starker Verschleiß oder gar eine Beschädigung der rotierenden Komponente vermieden wird [26], [28], [75], [98], [177]. Gegenüber den flexiblen Dichtungen bieten Einlaufsysteme deutliche Kostenvorteile und ermöglichen eine hohe Lebensdauer und Zuverlässigkeit auch unter schwierigen Einsatzbedingungen. Zum Beispiel werden Labyrinthdichtungen mit Einlaufbelägen aus Honigwabenstrukturen häufig im Hochdruckturbinenbereich von Gasturbinen mit hohen Relativgeschwindigkeiten, Drücken und Temperaturen bis über 1000°C eingesetzt. In Abbildung 1 sind beispielhaft typische Einsatzgebiete solcher Labyrinthdichtungen im Hochdruckturbinenbereich einer Gasturbine dargestellt.

Zuverlässige Einlaufsysteme mit hoher Dichtwirkung lassen sich nur dann realisieren, wenn die Anstreifvorgänge und ihre Folgen schon bei der Auslegung berücksichtigt und im Betrieb beherrscht werden können. Bis heute sind die physikalischen Vorgänge beim Anstreifen solcher Dichtungen jedoch nur unzureichend verstanden und es fehlen zuverlässige Modellierungsansätze, die es ermöglichen, das Anstreifverhalten der Dichtung vorherzusagen und diese sicher auslegen zu können. Die in Folge dieser Unsicherheit erforderlichen großen Spaltweiten beschränken das Dichtungspotential solcher Einlaufsysteme erheblich.

Die vorliegende Arbeit liefert einen essentiellen Beitrag zum Verständnis des Anstreifverhaltens und somit zur Optimierung einlaufender dynamischer Dichtsysteme mit Fokus auf Labyrinthdichtungen mit Einlaufbelägen aus Hohlkörperstrukturen. Mit Hilfe aufwändiger experimenteller Untersuchungen wird in dieser Arbeit erstmals ein tiefgreifendes physikalisches Verständnis der Anstreifvorgänge bereitgestellt. Die experimentell gewonnenen Erkenntnisse bilden schließlich die Grundlage für die Entwicklung eines Modellierungsansatzes, der erstmals unter Berücksichtigung aller Einflussparameter die zuverlässige Vorhersage des Anstreifverhaltens einlaufender Labyrinthdichtungen ermöglicht. So schafft diese Arbeit eine hervorragende Basis für die zukünftige Auslegung und Optimierung von dynamischen Turbomaschinendichtungen mit Einlaufbelägen und bildet damit eine wichtige Voraussetzung für die Verbesserung der Wirkungsgrade und Betriebssicherheit von Turbomaschinen für die Energieversorgung und den Flugverkehr der Zukunft.

Das folgende Kapitel 2 vermittelt zunächst die wichtigsten Grundlagen zu den in

Turbomaschinen eingesetzten Einlaufsystemen und gibt einen umfassenden Überblick zum Stand der Forschung zum Thema Anstreifen in Dichtungen. Außerdem wird auf die aktuellen Grenzen des physikalischen Verständnisses von Anstreifvorgängen in Turbomaschinen eingegangen und daraus die Zielstellung und Vorgehensweise für diese Arbeit abgeleitet.



**Abbildung 1:** Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen in der Hochdruckturbinen einer Gasturbine als Beispiele für Einlaufsysteme (modifiziert nach [135])



---

## 2 Dynamische Turbomaschinendichtungen – Einlaufsysteme

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von Anstreifvorgängen in Labyrinthdichtungen mit speziellen Einlaufbelägen aus Hohlkörperstrukturen sowie die Entwicklung eines geeigneten Ansatzes für ihre realitätsnahe Modellierung. Die Bearbeitung dieses Themengebiets erfordert einerseits das notwendige Verständnis der Funktionsweise von dynamischen Turbomaschinendichtungen, die auf dem Prinzip eines Einlaufsystems basieren, sowie die Kenntnis der sich daraus ergebenden Anforderungen. Dieses Wissen soll in den Abschnitten 2.1 und 2.2 dieses Kapitels vermittelt werden. Andererseits bedarf die Behandlung des Themas eines tiefgreifenden Verständnisses der tribologischen Grundlagen der trockenen Festkörpergleitreibung. Die wichtigsten Grundlagen sowie den aktuellen Stand der Forschung zum Thema Anstreifen in Turbomaschinendichtungen behandelt Abschnitt 2.3. Abschließend werden im Abschnitt 2.4 dieses Kapitels ausgehend vom aktuellen Stand der Forschung die Zielstellung und die Vorgehensweise der vorliegenden Arbeit abgeleitet.

### 2.1 Funktionsweise & Anforderungen

Die sogenannten Einlaufsysteme zählen zu den dynamischen Turbomaschinendichtungen. Im Gegensatz zu den statischen Dichtungen müssen dynamische Dichtungen die Spalte zwischen statischen und rotierenden Turbomaschinenkomponenten abdichten und somit sehr hohe Relativgeschwindigkeiten tolerieren. Solche abzudichtenden Spalte ergeben sich in Turbomaschinen, wie in Abbildung 1 verdeutlicht, zum Beispiel im Primärluftsystem zwischen Laufschaufelspitze und Gehäuse bzw. zwischen Leitschaufelkranz und Rotor oder im Sekundärluftsystem zwischen Gehäuse und Rotorkomponenten [28], [76], [105]. Im Folgenden sollen die Funktionsweise und die Anforderungen an die Einlaufsysteme kurz beschrieben werden.

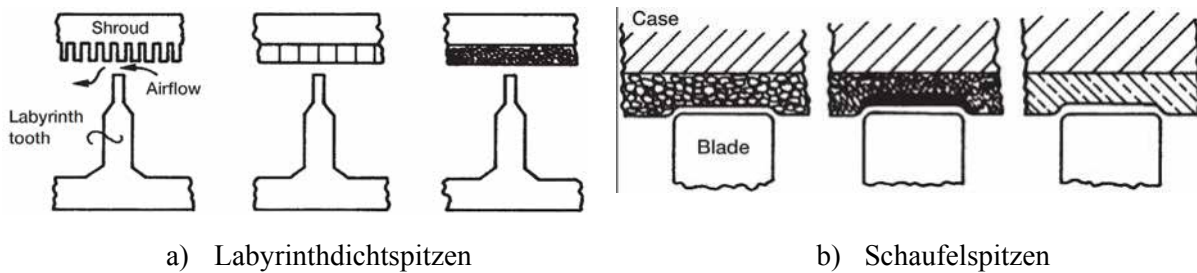
#### 2.1.1 Funktionsweise

Einlaufsysteme zählen zu den passiven Spaltweitenkontrollsystemen. Sie ermöglichen das Erzielen geringer Spaltweiten trotz Fertigungs- und Montageteranzen oder unbekannter Spaltweitenänderungen im Betrieb, indem sich der Dichtspalt durch Anstreifvorgänge selbst einstellt [26], [27], [28], [70]. Die rotierende Komponente soll im Kontaktfall in den statorseitigen Einlaufbelag einschneiden bzw. diesen verschleifen, ohne dabei selbst beschädigt oder verschlissen zu werden [27], [28]. Der reduzierte Verschleiß des rotierenden Systems bietet neben der kostengünstigeren in-situ Wartung, bzw. dem Austausch der statischen Einlaufbeläge, sowie einer erhöhten Betriebssicherheit auch Vorteile bezüglich der Dichtwirkung. Durch die Beschränkung des Verschleißes auf die statische Komponente vergrößert sich der Spalt bei asymmetrischen Anstreifvorgängen nur lokal, wodurch die Zunahme des Leckagestroms vergleichsweise gering ausfällt [16], [28], [134], [177].

In den meisten Fällen ist das Einlaufen der rotierenden Komponente in den Einlaufbelag über die ersten Betriebszyklen gewollt, damit sich durch Verschleiß des Einlaufbelags der kleinstmögliche Spalt trotz Fertigungs- und Montageteranzen automatisch ausbilden kann

[75], [98], [105]. In Folge von unvorhergesehenen Spaltweitenänderungen kann es jedoch auch über den gesamten Lebenszyklus der Maschine zu weiterem Anstreifen und Verschleiß des Einlaufbelags kommen.

Der Einsatz von Einlaufsystemen im Verdichter- und Turbinenbereich ist bereits seit über 40 Jahren Stand der Technik [26], [27], [28], [70], [134], [136], [150], [155]. Einlaufbeläge eignen sich wie in Abbildung 2 dargestellt sowohl zur passiven Spaltweitenkontrolle an steifen Labyrinthdichtspitzen als auch in Kombination mit Schaufelspitzen [28], [70], [75].



**Abbildung 2:** Verschiedene Einlaufbeläge in Kombination mit Labyrinthdichtspitzen (a) und in Kombination mit Schaufelspitzen (b) [75]

### 2.1.2 Anforderungen

Die in Thermischen Strömungsmaschinen eingesetzten Dichtungssysteme sind extremen Bedingungen ausgesetzt. Neben den starken Spaltweitenänderungen müssen sie sehr hohen Drücken und Temperaturen stand halten und gleichzeitig eine hohe Zuverlässigkeit und Lebensdauer gewährleisten. Die Kenntnis der Anforderungen ist eine essentielle Voraussetzung für die erfolgreiche Optimierung der eingesetzten Dichtsysteme. Sie müssen unter allen Umständen erfüllt werden und lassen sich wie folgt strukturieren:

- Leckagereduktion / -regulierung
- Festigkeit und Lebensdauer
- Ausreichende Einlauffähigkeit
- Kompaktheit und niedrige Kosten

Die primäre Funktion der Einlaufsysteme ist die zuverlässige **Reduktion oder Regulierung der Leckageströme** über die Dichtung, welche sich über die gesamte Betriebsdauer der Maschine nicht signifikant verändern dürfen [136]. Letzteres würde die Druck- und Massenstromverhältnisse im Primär- und Sekundärluftsystem verändern und kann zu einem Effizienz- oder Leistungsverlust führen [105], [136], [151], [152]. Gleichzeitig soll das aerodynamische Verhalten des Einlaufsystems keinen negativen Einfluss auf Rotorstabilität oder Bauteilschwingungen sowie auf die Reibwärmearaufheizung des Fluids ausüben [1], [75], [153].

Sowohl die rotierende Komponente als auch die statische Komponente des Einlaufsystems müssen eine ausreichende **Festigkeit und Lebensdauer** aufweisen [28]. Hierzu zählt einerseits eine hohe Temperaturbeständigkeit, was vor allem für die hohe thermische Beanspruchung im Turbinenbereich gilt [22], [153], [177]. Die Temperaturbeständigkeit umfasst sowohl eine ausreichende Materialfestigkeit als auch eine hohe Oxidations- und

Temperaturwechselbeständigkeit [22], [144], [177]. Andererseits muss das Dichtsystem eine hohe Schwingfestigkeit und Erosionsbeständigkeit gegen im Gasstrom mitgeführte Fremdkörperpartikel oder Tropfen aufweisen [22], [27], [144], [177].

Eine essentielle Voraussetzung für die Funktionalität des Einlaufsystems ist eine unter allen Umständen ausreichende **Einlauffähigkeit** des Systems ohne Beschädigung oder Verschleiß der rotierenden Komponente [22], [75], [177]. In den meisten Fällen setzt dies eine hohe Verschleißbarkeit des Einlaufbelags mit möglichst geringer Reibenergie und Reibwiderstand voraus. Teilweise muss die rotierende Komponente zusätzlich mit einer abrasiven Schicht ausgestattet werden, um ihre Einlaufeigenschaften zu verbessern und die beim Anstreifen entstehenden Reibtemperaturen und damit verbundenen thermischen Spannungen zu reduzieren [22], [36], [70], [76], [149], [150], [153]. Solche Beschichtungen der rotierenden Komponente sind jedoch sehr kostenintensiv und somit, wenn möglich, zu vermeiden [149].

Niedrige **Kosten** sowie eine einfache und reproduzierbare Fertigung, Montage und Austauschbarkeit sind weitere wichtige Anforderungen an Dichtsysteme [22], [70], [177]. Vor allem für Flugtriebwerke sind zudem die **Kompaktheit** und ein geringes Gewicht von Bedeutung.

Die genannten Anforderungen beeinflussen sowohl die Dichtungs konstruktion als auch die eingesetzten Werkstoffe der rotierenden und statischen Komponenten [70]. Kein Einlaufsystem kann alle Anforderungen gleichzeitig erfüllen [16], [28], [76]. Zum Beispiel widerspricht eine hohe Erosionsbeständigkeit häufig einer leichten Verschleißbarkeit des Einlaufbelags [30], [70]. Je nach Position in der Maschine und den erwarteten Anstreifbedingungen, Umgebungstemperaturen, der erforderlichen Dichtwirkung und Lebensdauer sowie der Geometrie und Werkstoffe der rotierenden Komponente müssen die Eigenschaften des Einlaufbelags auf den speziellen Anwendungsfall angepasst werden [16], [28], [70], [75], [76]. Dabei müssen Einlaufbeläge inklusive des Rotors und der umgebenden Statorstruktur als vollständiges tribologisches System betrachtet werden [27]. Im folgenden Abschnitt 2.2 werden die verschiedenen Typen an Einlaufbelägen und ihre Eigenschaften näher betrachtet.

## 2.2 Einlaufbeläge – Stand der Technik

Als wichtigste funktionsrelevante Anforderung an die Einlaufbeläge ist ihre Verschleißbarkeit zu sehen, welche maßgeblich durch die Scherfestigkeit bestimmt wird. Die Scherfestigkeit hängt sowohl von den eingesetzten Werkstoffen als auch von der strukturellen Porosität und Dichte des Einlaufbelags ab [41], [154]. Gleichzeitig muss der Einlaufbelag aerodynamisch gasdicht sein und durch seine Struktur oder Porosität die Dichtwirkung nicht signifikant beeinträchtigen [22], [75], [76], [143], [177]. Auch eine hohe Wärmedämmfähigkeit des Einlaufbelags ist von Vorteil, da diese unter anderem einen positiven Einfluss auf die Spalthaltung ausüben kann [22], [144]. Über die Jahre wurden bereits viele verschiedene Arten von Einlaufbelägen entwickelt, welche sich den folgenden Kategorien zuordnen lassen [16], [28], [30]:

1. **Einlaufbeläge mit niedriger Scherfestigkeit**, zum Beispiel aufgespritzte Aluminiumschichten oder Polymerschichten
2. **Poröse Einlaufbeläge**, zum Beispiel thermisch aufgespritzte Anstreifschichten oder gesinterte Fasermetalle

### 3. Periodische Hohlkörperstrukturen, zum Beispiel metallische Honigwabenzellen

Zahlreiche voneinander unabhängige Veröffentlichungen zu den verschiedenen Einlaufbelägen sind in der Literatur verfügbar, wobei es bisher jedoch keinen zusammenfassenden, anschaulichen Überblick gibt. In den folgenden Abschnitten soll der für diese Arbeit relevante Stand der Technik kurz zusammengefasst werden. Ausreichende Kenntnisse der verfügbaren Einlaufbeläge sind eine wichtige Voraussetzung für die richtige Einordnung bisheriger Untersuchungen zum Anstreifverhalten von Einlaufsystemen in Abschnitt 2.3.

#### 2.2.1 Weiche Einlaufbeläge ohne Porosität

Weiche Einlaufbeläge ohne Porosität beruhen auf einer niedrigen Scherfestigkeit des Grundwerkstoffs. Zu ihnen zählen beispielsweise polymerbasierte, nickelgraphitbasierte oder aluminiumbasierte Schichten [148]. Weiche Einlaufbeläge bieten in der Regel eine gute Verschleißbarkeit ohne gleichzeitig die Dichtwirkung negativ zu beeinflussen. Limitierender Faktor beim Einsatz weicher Einlaufbeläge ist meist der begrenzte Temperatureinsatzbereich von bis zu 180°C für Polymere bzw. 340°C für Aluminium mit Silikonharz sowie eine niedrige Erosionsbeständigkeit [52].

#### 2.2.2 Poröse Einlaufbeläge

Durch eine bewusste Erzeugung einer meist unstrukturierten Porosität im Einlaufbelag kann die Verschleißbarkeit des Werkstoffs deutlich verbessert werden. Mit zunehmender Porosität sind die Bindungen zwischen den Partikeln leichter zu brechen und sehr feine Späne können entstehen [22]. Trotzdem ist es nicht möglich, die Porosität beliebig zu erhöhen. Eine abnehmende mechanische Festigkeit und Erosionsbeständigkeit oder eine zunehmende Gasdurchlässigkeit wären mögliche negative Folgen [26], [27], [28], [70], [148]. Eine zunehmende Porosität vergrößert zudem die Kontaktfläche mit dem Heißgas, wodurch Oxidationsprozesse verstärkt auftreten [27]. Außerdem erhöht die Porosität die Gefahr des anstreifbedingten Verdichtens des Einlaufbelags durch plastische Verformung, was sich nachteilig auf die Einlauffähigkeit des Belags bei nachfolgenden Anstreifvorgängen auswirken kann [26], [27], [76], [105], [144]. Ein Vorteil der porösen Einlaufbeläge liegt hingegen in ihrer strukturbedingt besseren Wärmedämmfähigkeit, da der Trägerring nicht direkt dem Heißgas ausgesetzt ist [143], [150]. Für die Erzeugung der Porosität gibt es verschiedene Möglichkeiten:

- Thermisch aufgespritzte Einlaufschichten
- Gesinterte Fasermetalle
- Hohle Metallkugeln

Ein gängiger Ansatz zur Erzeugung der Porosität besteht im **thermischen Aufspritzen** von Pulverwerkstoffen, welche bei hohen Temperaturen geschmolzen und schichtweise auf ein Trägermaterial gespritzt werden [27], [28], [50], [70], [149]. Dieses Verfahren bietet die Möglichkeit, die Eigenschaften der aufgespritzten Schicht durch Variation der Werkstoffkombination und Prozessparameter gezielt zu beeinflussen [70], [115]. Für Einsatztemperaturen über 760°C müssen poröse Einlaufbeläge aus keramikbasierten Werkstoffen mit einer hohen Oxidationsbeständigkeit und Wärmedämmfähigkeit verwendet werden [26], [70], [75], [143], [148], [149]. In diesem Fall ist eine Beschichtung der

rotierenden Komponente durch eine spezielle kostenintensive abrasive Schicht aus harten Körnern unerlässlich [28], [143], [148], [149]. Ein umfassender Überblick zu den in Gasturbinen eingesetzten Beschichtungen und Werkstoffkombinationen wird von DeMasi-Marcin und Gupta, Hendricks et al. oder von Rajendran gegeben [41], [75], [133].

Eine weitere häufig eingesetzte Möglichkeit zur Erzeugung von Porosität bieten so genannte **Fasermetalle**. Durch einen Sinterprozess werden die dünnen Metallfasern mit Durchmessern von 8-10  $\mu\text{m}$  zum blechförmigen Anstreifbelag verbunden und anschließend auf die erforderliche Dicke bzw. Dichte gewalzt [25], [27], [76], [77], [105]. Fasermetalle bieten meist eine hervorragende Verschleißbarkeit beim Anstreifen, welche durch den Fertigungsprozess gezielt beeinflusst werden kann [1], [15], [25], [143]. Ein wesentlicher Nachteil ist die Gefahr des Lösens einzelner Fasern beim Anstreifen oder durch Erosion, wodurch zum Beispiel Kühlluftbohrungen verstopfen könnten [25].

Weitere poröse Einlaufbeläge, wie zum Beispiel **hohle Metallkugeln**, befinden sich derzeit noch in der Entwicklung, wobei bisher kaum Untersuchungen zu ihren Eigenschaften veröffentlicht wurden [143]. Sie werden durch die Beschichtung von Styroporkugeln mit einer Metalllegierung hergestellt, welche anschließend durch Sinterprozesse zu einem Einlaufbelag verbunden werden [5], [117].

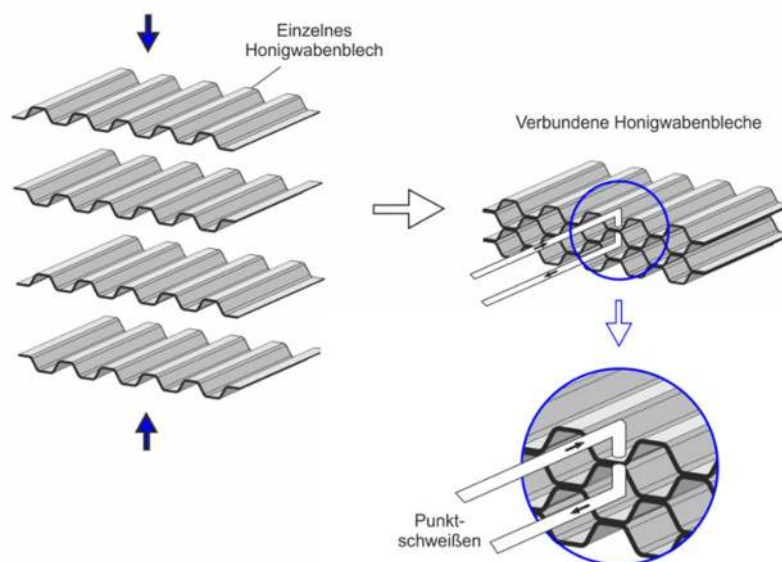
### 2.2.3 Periodische Hohlkörperstrukturen

Die am häufigsten als Einlaufbelag eingesetzte Hohlkörperstruktur ist die Honigwabenzelle, welche bereits seit Jahren zum Stand der Technik gehört und in fast jeder Gasturbine eingesetzt wird [129], [141]. Honigwabenzellen werden sowohl in Kombination mit Labyrinthdichtungen als auch mit Schaufelspitzen im Primär- und Sekundärluftsystem von Flugtriebwerken und stationären Gasturbinen eingesetzt [26], [129], [147], [150]. Sie bestehen wie in Abbildung 3 dargestellt aus umgeformten schmalen Blechen mit Stärken zwischen 75 und 150  $\mu\text{m}$ , welche durch Punktschweißen so miteinander verbunden werden, dass eine periodische hexagonale Honigwabenzellenstruktur entsteht [129], [147], [150], [163]. Die zusammengesetzten Honigwabenbleche werden anschließend unter Vakuum auf die Trägerscheibe oder direkt in das Gehäuse gelötet und auf Nennmaß geschliffen, wobei das Lot durch die Kapillarwirkung zwischen die Verbindungsstellen der einzelnen Bleche gezogen wird und den Honigwaben so zusätzliche Stabilität verleiht [129], [146], [147], [150]. Die Lötprozesse sind in der Regel so ausgelegt, dass das Lot nicht über die gesamte Honigwabenhöhe in die Zwischenwände gezogen wird und so die Einlaufeigenschaften nicht negativ beeinflusst [147], [150].

Die durch die Honigwabenzellstruktur verringerte statorseitige Anstreiffläche gegenüber der rotierenden Komponente leistet einen wichtigen Beitrag zur besseren Verschleißbarkeit des Einlaufbelags [147], [150]. Durch den beschriebenen konventionellen Fertigungsprozess entstehen an den Verbindungen der einzelnen Bleche jedoch doppelte Wandstärken, welche zu besonders ungünstigen Anstreifbedingungen mit starkem Rotorverschleiß führen können [16], [76]. Moderne laserbasierte Fertigungsmethoden ermöglichen in Zukunft auch die Herstellung neuer 3D-Strukturen, die bisher fertigungstechnisch nicht realisierbar waren [76], [142].

Ein Vorteil der Honigwabenstrukturen gegenüber den porösen Einlaufbelägen liegt in den vergleichsweise kurzen lokalen Kontakteingriffslängen, wodurch die Gefahr des

Mitschleifens abgetrennter Verschleißpartikel in die Reibzone und eine daraus resultierende Verstärkung der Reibinteraktion verringert wird [144]. Die periodische Struktur der Honigwaben gewährleistet zudem eine höhere mechanische Stabilität. Dieser Strukturvorteil erweitert die Auswahlmöglichkeiten der einsetzbaren Materialien, so dass die einzelnen Bleche prinzipiell aus den verschiedensten Werkstoffen mit der erforderlichen Festigkeit und Temperaturbeständigkeit hergestellt werden können. Typische eingesetzte hochtemperaturfeste Legierungen lassen sich unterscheiden in Metalllegierungen mit hohem Aluminiumgehalt (zum Beispiel FeCrAlY, MI2100 oder Haynes 214 (NiCrAlY)) und Nickelbasis-Superlegierungen mit niedrigerem Aluminiumgehalt (zum Beispiel Hastelloy X (NiCrFeMoCo), Nimonic (NiCrMo) oder Inconel 617 (NiCrCoMoFeAl)) [129], [140], [141], [150]. Dabei zählen Hastelloy X und Haynes 214 derzeit noch zu den am häufigsten eingesetzten Metalllegierungen in Turbomaschinendichtungen [150], [153]. Für eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften der eingesetzten Werkstoffe wird auf Sporer und Shiembob [147] verwiesen.



**Abbildung 3:** Schematische Darstellung des konventionellen Herstellungsprozesses von Honigwabeneinlaufbelägen (modifiziert nach [163])

Laut Sporer und Shiembob [147] zählen Oxidation oder Korrosion zu den häufigsten Versagensursachen von Honigwabeneinlaufbelägen und lagen daher in den vergangenen Jahren im Fokus einiger Forschungsaktivitäten. Die Oxidationsbeständigkeit, die den Temperatureinsatzbereich der Honigwabenzellen entscheidend beeinflusst, hängt vor allem von der chemischen Zusammensetzung ab [37], [129], [141]. Zum Beispiel bildet sich bei Hastelloy X, Nimonic oder Inconel 617 auf der Oberfläche überwiegend eine Chromoxidschicht ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) aus, welche bis  $950^\circ\text{C}$  temperaturbeständig ist [129], [147], [150].

Für die metallischen Blechwerkstoffe in Einlaufbelägen gibt es weitere Möglichkeiten zur werkstoffseitigen Verbesserung, ähnlich der stetigen Weiterentwicklung der im Automobilbau eingesetzten Stahlfeinbleche [170]. In den vergangenen Jahren wurden beispielsweise vermehrt aluminiumhaltige Legierungen für höhere Einsatztemperaturen von Honigwabenzellen auf ihre Oxidationsbeständigkeit getestet. Ihr Vorteil besteht in einer

überwiegend langsam wachsenden Aluminiumoxidschicht ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), die bis Temperaturen von  $1100^\circ\text{C}$  beständig ist [129], [141], [143], [146], [147], [150]. Damit sich diese schützende Oxidschicht ausbilden kann, muss der Aluminiumgehalt im Honigwabenblech ausreichend hoch sein. Dieser hängt sowohl vom eingesetzten Werkstoff als auch von der Wandstärke der Honigwabenbleche ab [143], [150]. Jedoch kann der Aluminiumgehalt des eingesetzten Werkstoffs nicht beliebig erhöht werden, da sich die mechanischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die Plastizität, gleichzeitig verschlechtern und die Fertigungskosten steigen. Auch die passende Menge und Auswahl des Lötwerkstoffs spielt eine wichtige Rolle bei der Oxidationsbeständigkeit der Honigwabenbleche und wurde in den vergangenen Jahren intensiver untersucht [146], [150]. Das Lot kann durch Diffusionsprozesse die chemische Zusammensetzung der Honigwabenbleche verändern und deren Oxidationsbeständigkeit beeinträchtigen [129], [143], [150].

Ein Nachteil der Honigwabenzellen gegenüber beispielsweise den weichen Einlaufbelägen liegt in einer Erhöhung des Leckagemassenstroms für kleine Spaltweiten unter 1 mm [44], [166], [167]. Dies lässt sich auf die Erhöhung der effektiven Spaltweite zurückführen [69], [137], [168]. Je größer der Innendurchmesser der Honigwabenzellen, desto ausgeprägter ist dieser Effekt. Bei größeren Spaltweiten wirken Honigwabenbeläge hingegen wie eine raue Wand und verstärken so die Verwirbelungen der Strömung, wodurch der Leckagestrom gemindert wird. Honigwaben können außerdem einen positiven dämpfenden Einfluss auf die Rotordynamik ausüben, da der Drall in der Strömung durch die erhöhte Reibung reduziert und somit die exzentrischen Auslenkungskräfte auf den Rotor geschwächt werden [8], [52], [76], [136], [153].

Trotz der intensiven Erforschung alternativer Einlaufbeläge für Turbomaschinendichtungen werden die Honigwabenzellen aus den genannten Gründen auch in Zukunft unverzichtbar sein. Dies gilt auf Grund ihrer Temperaturbeständigkeit vor allem im Hochdruckturbinenbereich. Trotzdem besteht, wie verdeutlicht, auch im Bereich der Honigwabenbeläge Optimierungspotential, zum Beispiel bezüglich ihrer Struktur und Herstellung sowie ihres Verschleißverhaltens.

## 2.3 Anstreifen in Einlaufsystemen – Grundlagen & Stand der Forschung

Für die sichere Auslegung und Neuentwicklung von Einlaufsystemen ist ein tiefgreifendes physikalisches Verständnis der Vorgänge beim Anstreifen unerlässlich. Außerdem sind geeignete Modellierungsansätze erforderlich, um das Anstreifverhalten und speziell den Verschleiß sowie kritische Beschädigungen der Komponenten vorhersagen und diese entsprechend optimieren zu können. Sowohl der Verständnisaufbau als auch die Modellentwicklung werden erschwert durch

- die große Anzahl möglicher Anstreifsznarien mit unterschiedlichen Bedingungen und
- die Komplexität der tribologischen Phänomene.

Je nach Fertigungs- und Montagetoleranzen sowie den wirkenden thermischen und mechanischen Lasten können sowohl achsensymmetrische als auch asymmetrische Spaltweitenänderungen verursacht werden [26], [28], [76], [98], [105], [136]. Einlaufsysteme müssen alle im Betrieb auftretenden Spaltänderungen und daraus resultierende

Anstreifvorgänge zwischen rotierender und statischer Komponente ohne Beschädigung tolerieren. Je nach resultierenden Relativgeschwindigkeiten und kinematischen Kontaktbedingungen spielen unterschiedliche tribologische Phänomene eine Rolle [153].

Die Anstreifvorgänge in Einlaufsystemen von Turbomaschinen fallen aus tribologischer Sicht meist in die Kategorie der trockenen Festkörpergleitreibung mit hohen Relativgeschwindigkeiten über 100 m/s und vorgegebener Verschiebung [108], [109]. Die tribologischen Phänomene in diesen Systemen sind komplex [153], da verschiedene multiphysikalische und mehrskalig wirkende Mechanismen nichtlinear miteinander interagieren, wie zum Beispiel Schwingungen, Kontaktmechanik, mikroskopische und makroskopische Reib- und Verschleißmechanismen sowie Wärmeleitung und Wärmeübertragung [85], [113]. Auf Grund der extremen Bedingungen unterscheiden sich die tribologischen Effekte beim Anstreifen in Turbomaschinen von den eher bekannten Reib- und Verschleißmechanismen bei herkömmlichen zerspanenden Fertigungsprozessen, Brems- und Kupplungssystemen oder ähnlichen Anwendungen [27].

Dieses Kapitel vermittelt einen Überblick zum aktuellen Wissensstand und zu den bis dato veröffentlichten experimentellen und modellgestützten Untersuchungen zum Thema Anstreifen in dynamischen Dichtungen in Turbomaschinen. Die dafür erforderlichen wichtigsten tribologischen Grundlagen und Zusammenhänge werden im Abschnitt 2.3.1 zusammengefasst. Der anschließende Abschnitt 2.3.2 widmet sich der Zusammenfassung der bedeutendsten experimentellen Untersuchungen und den daraus gewonnenen Erkenntnissen mit besonderem Fokus auf Einlaufsysteme. Eine allgemein gefasste Darstellung des Stands der Forschung zur Modellierung von Einlaufsystemen erfolgt abschließend in Abschnitt 2.3.3.

### 2.3.1 Tribologische Grundlagen

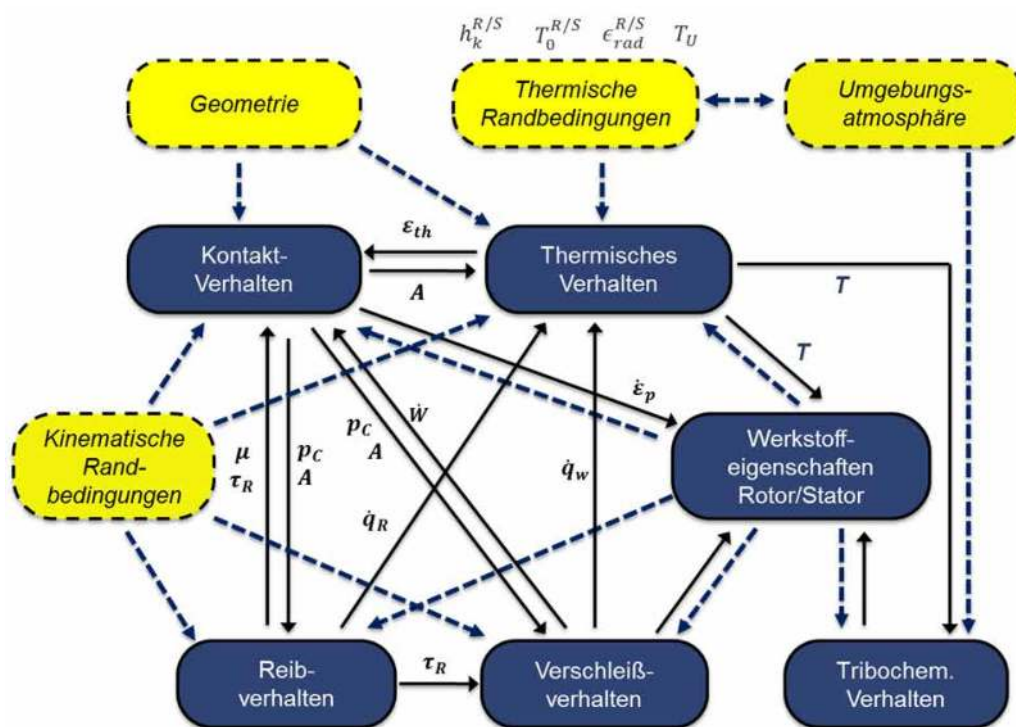
Dieses Kapitel vermittelt die wichtigsten tribologischen Grundlagen zur Beschreibung von Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen im Turbomaschinenbau, die zur Bearbeitung dieser Arbeit notwendig sind. Die dargestellten Grundlagen bilden später eine wichtige Basis für die Planung und Interpretation der durchgeführten experimentellen Anstreifversuche (siehe Kapitel 3) sowie für die Modellentwicklung, welche in Kapitel 4 erläutert wird. Sie sind aus der Literatur zusammengetragen und wurden, falls nicht anders angegeben, den Fachbüchern und Veröffentlichungen der folgenden Autoren entnommen: Blau [17], Bowden und Tabor [21], Czichos [33], Hornbogen et al. [80], Kennedy [93], [94], Kragelski und Dobyczin [96] sowie Uetz und Föhl [162].

Eine Relativbewegung zwischen zwei sich berührenden Festkörpern führt zu Reibung. Diese äußert sich in Form von energiedissipierenden Mechanismen, welche zu einem im Kontakt gegen die Bewegungsrichtung wirkenden Widerstand und somit zu einer die Bewegung hemmenden Reibkraft führen. Die auftretende Reibleistung wird unter anderem in Lichtemissionen, akustischen Wellen oder Wärme dissipiert, wobei letztere den deutlich größten Anteil ausmacht. Die Mechanismen resultieren zum Beispiel aus Adhäsionswirkungen zwischen den Grundkörpern oder aus plastischen Verformungen in der Kontaktzone. Die Erforschung und Beschreibung von Reibvorgängen und allen damit zusammenhängenden Phänomenen ist bereits seit Jahrhunderten zentraler Bestandteil der Ingenieurwissenschaften und wird allgemein unter dem Oberbegriff der Tribologie



zusammengefasst. Zur vollständigen Beschreibung von Reibvorgängen müssen zahlreiche, stark interagierende Mechanismen berücksichtigt werden. Hierzu zählen unter anderem das Kontaktverhalten, das thermische Verhalten, das Reib- und Verschleißverhalten, das tribochemische Verhalten sowie die meist temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften.

Die physikalischen Zusammenhänge beim Auftreten trockener Festkörpergleitreibung sind in Abbildung 4 dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht die Komplexität der Beschreibung von Reibvorgängen und soll im Folgenden näher erläutert werden. Sie fasst die wichtigsten in der Literatur beschriebenen Einflüsse auf die trockene Gleitreibung und deren Wechselwirkungen zusammen. Die Kästen mit gestrichelter Umrandung bezeichnen vorgegebene Anfangs- und Randbedingungen, die Kästen mit durchgezogener Umrandung Teilsysteme des tribologischen Gesamtsystems.



**Abbildung 4:** Schematische Darstellung der Einflussfaktoren und ihrer Zusammenhänge in einem tribologischen System mit Hinblick auf die Einlaufsysteme in Turbomaschinendichtungen (in Anlehnung an [32])

Ausgangspunkt eines trockenen Gleitreibvorgangs ist der Kontakt zwischen zwei Festkörpern. Das **Kontaktverhalten** des Systems wird wesentlich durch die Geometrie und Werkstoffeigenschaften der Festkörper sowie durch die kinematischen Randbedingungen beeinflusst. Das Kontaktverhalten bestimmt die resultierende Kontaktspannungsverteilung  $p_c$  und die reale mikroskopische Kontaktfläche  $A_r$ . Letztere unterliegt statistischen Schwankungen und ergibt sich aus der Summe der aktuell vorliegenden tatsächlichen Kontaktpunkte zwischen den Rauheitshügeln der Oberflächenprofile. Sie ist meist deutlich kleiner als die nominelle makroskopische Reibfläche  $A_c$  zwischen den Reibkörpern. Das Kontaktverhalten wird sowohl durch makroskopische Faktoren, wie zum Beispiel dem Relativgeschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$  oder der Systemsteifigkeit, als auch durch mikroskopische

Faktoren, wie zum Beispiel der Oberflächenbeschaffenheit der Kontaktfläche oder der lokalen Mikrostruktur der Werkstoffe beeinflusst. Eine analytische Betrachtung des Kontaktverhaltens ist nur für einfache Geometrien und Randbedingungen sowie für rein elastische Verformungen möglich [79]. Für reale Geometrien und nichtlineares Werkstoffverhalten ist die Simulation des Kontaktverhaltens meist aufwändig und numerisch anspruchsvoll [11], [173]. Eine zuverlässige Bestimmung und realitätsnahe Vorhersage der realen mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$  ist in vielen Fällen sowohl experimentell als auch numerisch kaum möglich. Dies liegt vor allem an den fehlenden notwendigen Informationen über die tatsächliche Oberflächentopographie der Reibpartner, welche nur schwer exakt bestimmt werden kann [104], [128]. Die numerische Modellierung des Kontaktverhaltens von Reibsystemen ist ein aktuelles Forschungsthema [104], [173]. Sie erfordert die Diskretisierung der Kontaktfläche und die iterative Lösung eines zusätzlichen Gleichungssystems für die Verschiebungen der Knoten in der Kontaktfläche, was je nach betrachtetem Fall und Randbedingungen mit einem erheblichen Rechenaufwand verbunden sein kann [104], [178].

Eng verknüpft mit dem Kontaktverhalten eines tribologischen Systems ist dessen **Reibverhalten**, welches je nach kinematischen Randbedingungen, Werkstoffeigenschaften, wirkender realer Kontaktfläche  $A_r$  und Normalspannungsverteilung  $p_c$  durch unterschiedliche energiedissipierende Mechanismen beeinflusst wird. Das Reibverhalten bestimmt die Größe des Bewegungswiderstands in Form einer Reibschubspannungsverteilung  $\tau_R$ . Die experimentelle Untersuchung der mikroskopisch wirkenden energiedissipierenden Mechanismen, wie zum Beispiel das Mikrofurchen oder Mikrospanen, ist sehr schwierig. Dementsprechend anspruchsvoll und rechenintensiv gestaltet sich eine realitätsgetreue Abbildung der mikroskopischen Mechanismen in einem numerischen Modell. Häufig wird das Reibverhalten eines tribologischen Systems vereinfachend durch ein makroskopisches Reibgesetz beschrieben. Als Beispiel sei das Coulomb'sche Gesetz zu nennen, welches die resultierenden Reibkräfte mit Hilfe eines Reibkoeffizienten  $\mu$  und der Normalkraft bestimmt.

Eine zentrale Rolle bei Reibvorgängen spielen, wie in Abbildung 4 verdeutlicht wird, die **Werkstoffeigenschaften** der in Kontakt stehenden Festkörper. Hierzu zählen sowohl die mechanischen Eigenschaften, die thermophysikalischen Eigenschaften sowie die chemischen Stoffeigenschaften. Meist ist das Werkstoffverhalten stark temperaturabhängig, was für die realitätsgetreue Beschreibung von Reibvorgängen berücksichtigt werden muss [1], [17], [33], [93]. Gerade für Temperaturen nahe dem Schmelzbereich der Werkstoffe fehlen häufig zuverlässige Werkstoffdaten, was die Untersuchung von Gleitreibvorgängen zusätzlich erschwert.

Die der Relativbewegung entgegen wirkenden Reibschubspannungen  $\tau_R$  im Kontakt führen zu einer Reibleistung, welche vor allem in Form eines Wärmestroms  $\dot{q}_R$  dissipiert wird und abhängig von den thermischen Randbedingungen zu einer **Temperaturerhöhung** der Kontaktkörper führt. Dies gilt insbesondere in unmittelbarer Umgebung der Kontaktfläche. Neben dem Einfluss auf die Werkstoffeigenschaften führt die Temperaturerhöhung zu einer thermischen Ausdehnung  $\varepsilon_{th}$  der Reibpartner, was sich wiederum auf das Kontaktverhalten und die resultierenden Kontaktspannungen auswirken kann. Neben thermischen Spannungen können die thermischen Ausdehnungen auch zu einer Verstärkung der Überdeckung zwischen den Reibkörpern führen und einen instabilen Reibvorgang verursachen [10], [24], [51].

Bei der Temperaturerhöhung muss ähnlich dem Kontakt- und Reibverhalten zwischen mikroskopischen und makroskopischen Effekten unterschieden werden. In den mikroskopisch kleinen wahren Kontaktpunkten der Reiboberflächen können in sehr kurzer Zeit sehr hohe Temperaturen entstehen, welche für beide Reibpartner unmittelbar in der Kontaktfläche identisch sind und in der Literatur meist als Blitztemperaturen bezeichnet werden [43], [94], [110]. In der restlichen, mikroskopisch zum aktuellen Zeitpunkt nicht in Kontakt stehenden Reiboberfläche, liegen jedoch deutlich geringere Temperaturen vor. Die makroskopisch gesehene mittlere Temperatur wenige Mikrometer von der Reiboberfläche entfernt ist daher meist für beide Reibpartner unterschiedlich. Für die Modellierung von Reibvorgängen auf der Makroskala muss deshalb von einem Wärmeleitwiderstand in der Kontaktfläche ausgegangen werden [3], [97], [111], [160]. Je größer die wahre Kontaktfläche ist, desto geringer fällt dieser Wärmeleitwiderstand aus. Die theoretische Berechnung der Verteilung und Größe der wahren Kontaktpunkte ist mit großen Unsicherheiten behaftet und macht eine zuverlässige Vorhersage des Wärmeleitwiderstands sehr schwierig [165]. Des Weiteren muss bei der Betrachtung der Temperaturentwicklung im Reibkontakt bedacht werden, dass sich die Wärmeeintragsflächen beider Reibkörper in den meisten Fällen relativ zueinander bewegen. Dies gilt sowohl auf mikroskopischer als auch auf makroskopischer Ebene. Der Einfluss der kinematischen Randbedingungen muss für eine realitätsgetreue Abbildung des thermischen Systemverhaltens im Modell berücksichtigt werden.

Die starke lokale mechanische und thermische Beanspruchung der Festkörper in der wahren Kontaktfläche kann zu **Verschleiß** mit der Verschleißrate  $\dot{w}$  führen, welcher sich sowohl durch einen Materialabtrag als auch durch plastische Verformungen auf Mikro- und/oder Makroebene äußern kann und somit das Kontaktverhalten wesentlich beeinflusst [86], [95]. Zum Beispiel können harte Rauheitshügel in die gegenüberliegende weichere Kontaktfläche einschneiden oder einpflügen und so die oberflächennahen Regionen verändern oder entfernen. Die durch Materialabtrag stofflich dissipierte Wärme  $\dot{q}_W$  beeinflusst wiederum das thermische Verhalten des tribologischen Systems. Auch der adhäsionsbedingte Materialübertrag zwischen den Reibpartnern kann von Bedeutung sein, zum Beispiel indem er zu einer Veränderung der Werkstoffeigenschaften oder der geometrischen Verhältnisse führt. Neben den genannten mechanischen Verschleißmechanismen ist bei sehr hoher Reibwärmeentwicklung auch ein thermischer Verschleiß in Form von lokalen Aufschmelzungen möglich [88]. Das Verschleißverhalten spielt eine zentrale Rolle für die Funktionalität von Einlaufsystemen in Turbomaschinen.

Erhöhte Temperaturen im Kontaktbereich fördern das Auftreten **tribochemischer Reaktionen** der Grundkörper mit dem umgebenden Medium. Das Zustandekommen neuer Bindungen und eine veränderte Mikrostruktur können die Werkstoffeigenschaften wesentlich verändern. Als Beispiel hierfür sei die verstärkte Oxidation von metallischen Festkörpern genannt, welche je nach Metalloxid zu einer Verhärtung der Randschicht führen kann und somit das Kontakt-, Reib- und Verschleißverhalten beeinflusst. Funken während des Reibvorgangs sind beispielsweise auf die Oxidation von freigesetzten Verschleißpartikeln zurückzuführen [18].

Für die realitätsgetreue Abbildung eines tribologischen Systems müssen möglichst alle genannten Aspekte und Zusammenhänge auf Makro- und Mikroebene berücksichtigt werden. Außerdem muss das zeitliche Verhalten in Betracht gezogen werden, da beispielsweise transiente Temperaturänderungen wie erläutert zu unterschiedlichen Reib- und Verschleiß-

bedingungen führen können. Dies gilt insbesondere für Anstreifvorgänge in Einlaufsystemen in Turbomaschinen, in denen in kurzer Zeit sehr große Reibwärmeströme in der Größenordnung von mehreren  $\text{MW/m}^2$  freigesetzt werden [90], [109], [131]. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass Abbildung 4 später in Kapitel 4 dieser Arbeit eine wichtige Grundlage für die Modellentwicklung bildet.

Nach der Verdeutlichung der tribologischen Grundlagen wird in den nächsten Abschnitten der Stand der Forschung zum Thema Anstreifen von Turbomaschinendichtungen mit Einlaufbelägen zusammengefasst und diskutiert.

### 2.3.2 Stand der Forschung: Experimentelle Untersuchungen

In Folge noch fehlender adäquater Modellierungsansätze sowie des mangelnden Verständnisses der Anstreifvorgänge und Einflussparameter muss auf experimentelle Anstreifversuche zurückgegriffen werden, um die Einlaufsysteme zu testen und ihr Verschleißverhalten besser zu verstehen [134]. Das Reproduzieren der extremen Anstreifbedingungen der realen Maschinen auf einem Prüfstand gestaltet sich dabei häufig sehr aufwändig und kostenintensiv [134], [155]. Dies liegt zum einen an der großen Anzahl an Anstreifparametern, deren systematische Variation viele aufwändige Versuche erfordert. Hierzu zählen beispielsweise die Reibgeschwindigkeit, die Zustellrate, die Umgebungstemperatur, die Anstreiftiefe, die Werkstoffpaarung, der Einlaufbelag sowie die untersuchte Schaufel- oder Spitzengeometrie. Zum anderen ist es meist schwierig, die in der realen Maschine auftretenden extrem hohen Reibgeschwindigkeiten von bis zu 400 m/s und Temperaturen bis zu 600°C auf dem Prüfstand zu simulieren [134]. Das kontinuierliche Anstreifen über eine vollständige Rotorumdrehung, wie es in der Maschine bei konzentrischen Anstreifvorgängen auftritt, lässt sich im Prüfstand zum Beispiel kaum gezielt nachbilden [134].

Sehr einfache Prüfstände, wie zum Beispiel Tribometer, die aus einem Pendel oder einem Stift-Scheibe-System bestehen, wurden in der Vergangenheit häufig zur Charakterisierung von Reib- und Verschleißmechanismen verschiedenster tribologischer Systeme eingesetzt [81], [92], [103], [106]. Auf Grund der vergleichsweise sehr niedrigen Relativgeschwindigkeiten und freigesetzten Reibenergien sind sie für die Abbildung der in Turbomaschinen vorherrschenden Bedingungen jedoch nur geringfügig geeignet [155]. Um die verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgänge in Turbomaschinen möglichst realitätsnah zu testen, werden stattdessen meist rotierende Prüfstände eingesetzt, bei denen ein ebenes oder gekrümmtes Segment des Einlaufbelags radial mit definierten Zustellraten zwischen 0,001 und 10 mm/s sowie Reibgeschwindigkeiten von bis zu 400 m/s exzentrisch auf die rotierende Schaufel- oder Dichtspitze zugestellt wird [16]. Obwohl sich die Anstreifbedingungen in der realen Maschine auch mit solchen rotierenden Prüfständen nicht exakt nachbilden lassen, können die auftretenden Verschleißmechanismen am Prüfstand in vielen Fällen trotzdem ausreichend reproduziert werden [18], [70], [99], [109], [134].

In diesem Kapitel wird ein Überblick zu den bisher durchgeführten experimentellen Untersuchungen von Einlaufsystemen in Turbomaschinen und den dabei gewonnenen Erkenntnissen gegeben. Die dominierenden tribologischen Phänomene beim Anstreifen in Schaufeldichtungen, Labyrinthdichtungen und flexiblen Dichtungen sind teilweise unterschiedlich [16], weshalb der folgende Überblick zum Stand der Forschung entsprechend

den verschiedenen dynamischen Dichtungstypen in Turbomaschinen gegliedert ist. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass es weitere Untersuchungen zum Thema Anstreifen in Turbomaschinen zwischen Welle und Gehäuse gibt, welche sich jedoch meist ausschließlich auf die Rotordynamik im Fall einer starken Rotorunwucht, zum Beispiel in Folge eines Schaufelausbruchs, fokussieren. Da sich die vorliegende Arbeit mit dem kontrollierten Anstreifen von Dichtungen unter nicht kritischen Betriebsbedingungen beschäftigt, sollen diese Untersuchungen nicht näher behandelt werden. Für einen umfassenden Literaturüberblick hierzu wird auf die Arbeit von Jacquet-Richardet et al. [85] verwiesen.

#### **a) Schaufeldichtungen:**

Zahlreiche experimentelle Untersuchungen zum Anstreifen von Schaufelspitzen wurden in den vergangenen Jahren veröffentlicht. Der Fokus einiger dieser Untersuchungen lag auf dem dynamischen Verhalten des Systems beim Anstreifen zwischen Schaufel und Stator, da übermäßige Schaufelschwingungen zum Beispiel zu Versagen durch Werkstoffermüdung und Rissbildung führen können [9], [107], [113], [119], [120], [121], [161].

Auf Grund der hohen Komplexität des dynamischen Systemverhaltens und der stark schwingungsabhängigen und zeitlich variablen Kontakt- und Reibbedingungen konnten die experimentellen Untersuchungen nur bedingt zu einem verbesserten physikalischen Verständnis der beim Schaufelkontakt lokal wirkenden tribologischen Prozesse beitragen. Dennoch verdeutlichten die verschiedenen Anstreifversuche, dass das Verschleißverhalten von Schaufel und Einlaufbelag insgesamt einen sehr großen Einfluss auf das Schwingungs- und Anstreifverhalten des Systems besitzt [9], [107], [113], [119]. Auch thermische Effekte, wie zum Beispiel die thermischen Ausdehnungen oder der Einfluss der Temperatur auf das Verschleißverhalten, konnten als wichtige Einflussgrößen identifiziert werden [113]. Des Weiteren stellten Baiz und Mandard et al. fest, dass eine zunehmende Zustelltiefe pro Umdrehung zu verstärktem Verschleiß sowie größeren Kontaktkräften und Schaufelschwingungen führten [9], [107]. Mit zunehmendem Verschleiß des Einlaufbelags stiegen die resultierenden Schwingungen und Kräfte an, was die Autoren auf die Verdichtung des untersuchten porösen Einlaufbelags durch plastische Verformungen und somit einen größeren Verschleißwiderstand zurückführten.

Weitere, überwiegend exzentrische, Anstreifversuche zwischen einer vergleichsweise kurzen und daher weniger schwingungsanfälligen rotierenden Schaufelspitze und verschiedenen statorseitigen Einlaufbelägen mit Fokus auf die Einlauffähigkeit des Systems wurden in der Vergangenheit veröffentlicht [16], [18], [19], [20], [22], [25], [27], [34], [50], [53], [62], [63], [70], [84], [99], [134], [144], [145], [147], [148]. Die Bewertung des Einlaufverhaltens erfolgte größtenteils qualitativ, zum Beispiel durch die optische Inspektion der Kontaktflächen und des Verschleißbilds. Auch die Erfassung der resultierenden Kräfte oder Temperaturmessungen an Rotor und/oder Stator durch den Einsatz optischer Temperaturmesstechnik oder von Thermoelementen wurden zur Bewertung der Einlauffähigkeit herangezogen. Die gleichzeitige Erfassung aller relevanten Größen, wie zum Beispiel der Reibkräfte und Reibtemperaturen während des Anstreifvorgangs sowie des resultierenden Verschleißes, welche für einen umfassenden Verständnisaufbau der Reib- und Verschleißmechanismen notwendig wären, waren hingegen nicht Bestandteil der experimentellen Untersuchungen [30], [31]. Stattdessen war die Ergebnisinterpretation der durchgeführten Anstreifversuche in den meisten Fällen eher phänomenologischer Natur [30],

[31]. Als einzige Ausnahme sind die von Emery et al. und von Laverty durchgeführten Anstreifversuche zu nennen, welche sowohl die Temperaturen und resultierenden Kräfte während des Anstreifvorgangs als auch den Verschleiß näher quantifizierten und in ihren Veröffentlichungen ausführlich diskutierten [53], [99].

Die von Laverty ermittelten Reibkraft- und Temperaturverläufe zeigten für die Anstreifversuche mit mittlerer und hoher Zustellrate (0,025 mm/s und 0,25 mm/s) alle ein charakteristisches Maximum zu Beginn des Anstreifvorgangs, dessen Entstehung von den Autoren nicht näher diskutiert wurde [99]. Im anschließenden Kraftverlauf stellte sich bei kontinuierlicher radialer Zustellung ein annähernd stationärer Zustand mit sehr ähnlichen Verschleiß- und Zustellraten ein, der auch bei anderen Anstreifversuchen mit Schaufeln beobachtet werden konnte [18], [53], [134], [159]. Bei niedrigen Zustellraten von 0,0025 mm/s stellte Laverty sehr starke Schwankungen in den gemessenen Temperaturen und Kraftverläufen fest, was er auf tribologische Instabilitäten des Reibkontakts zurückführte [99]. Ähnliche Kraftverläufe mit einem Maximum zu Beginn des Anstreifvorgangs bei anschließendem stationären Verlauf wurden auch bei den Anstreifversuchen von Emery et al. gemessen [53]. Die Autoren stellten außerdem fest, dass die resultierenden Normalkräfte im Gegensatz zu den Reibkräften nicht mit den gemessenen Reibtemperaturen korrelierten, was sie durch sich den Anstreifbedingungen anpassende Reibkoeffizienten erklärten [53].

Die wichtigsten Verschleißmechanismen, die im Rahmen der oben genannten Anstreiftests zwischen einer kürzeren Schaufelspitze und dem Einlaufbelag beobachtet werden konnten, umfassten den abrasiven Verschleiß durch Mikrospanen, den Verschleiß durch starke plastische Verformungen oder gar Schmelzen der Reibpartner sowie den adhäsiven Materialübertrag zwischen Einlaufbelag und Schaufelspitze [16], [18], [28], [147], [159], [164], [174]. Plastische Verformungen konnten gerade bei den porösen Einlaufbelägen eine Verdichtung oder gar Verschmierung der Poren verursachen, was die Verschleißbarkeit bei nachfolgenden Anstreifvorgängen verschlechterte [18], [27], [76], [144], [145], [164]. Starker adhäsiver Verschleiß führte hingegen zu Schwingungen, größeren Verschleißpartikeln und teilweise zu einer Verstärkung des Anstreifvorgangs bis zum katastrophalen Versagen [19], [155]. Wie Fois et al. und Stringer et al. übereinstimmend beobachteten, kann sich beim Anstreifen adhäsiv übertragenes Material noch während des Vorgangs wieder entfernen, wonach der Prozess des adhäsiven Materialübertrags von neuem beginnt [62], [155]. Dieser Mechanismus verdeutlicht, dass der Endzustand der Schaufel nicht in jedem Fall repräsentativ für die Verschleißvorgänge während des Anstreifens ist. Aus den genannten Gründen ist gemäß der Aussage verschiedener Autoren ein kontrollierter und gleichförmiger, von der Einlauftiefe unabhängiger, abrasiver Materialabtrag vorteilhaft gegenüber plastischen und adhäsiven Verschleißmechanismen [19], [22], [30], [31], [34], [70].

Welcher der genannten Verschleißmechanismen dominierte zeigte sich bei den genannten experimentellen Untersuchungen stark abhängig von den vorliegenden tribologischen Bedingungen und Materialpaarungen, weshalb keine einfachen allgemeingültigen Zusammenhänge identifiziert werden konnten. Den größten Einfluss auf das Verschleißverhalten des Einlaufsystems besaß laut Laverty die Zustellrate [99]. Während ihr Effekt logarithmisch eingeht, schienen andere Anstreifparameter wie die Reibgeschwindigkeit und Schaufeldicke eher einen linearen Einfluss zu besitzen. Auch Fois et al. und Stringer et al. identifizierten die Zustellrate als eine der wichtigsten Einflussgrößen auf das Verschleiß-

verhalten der Einlaufsysteme [62], [155]. Wie verschiedene Autoren feststellen konnten, spielten neben der Zustellrate die temperaturabhängige mechanische Festigkeit und die Schmelztemperatur der getesteten Werkstoffe ebenfalls eine wichtige Rolle beim Einlaufverhalten des gesamten Systems [16], [34], [99], [109], [144], [145], [159], [164]. Für die in Einlaufsystemen in Turbomaschinen typischen Anstreifgeschwindigkeiten kann davon ausgegangen werden, dass im Reibkontakt lokal die Schmelztemperatur annähernd erreicht wird, was das Verschleißverhalten entscheidend beeinflusst [147].

Mehrere Autoren beobachteten einstimmig, dass die Einlauffähigkeit des Systems stark temperaturabhängig war und der mittlere Reibwärmeeintrag und Schaufelverschleiß mit zunehmender radialer Zustellrate meist deutlich zunahm [19], [34], [53], [70], [84], [99], [155], [159], [164]. Dementsprechend lagen die gemessenen mittleren Tangentialkräfte bei den bei Raumtemperatur durchgeführten Anstreifversuchen von Taylor et al. mit zunehmender Zustellrate deutlich höher, was die Autoren auf eine Vergrößerung des zu verschleißenden Volumens pro Rotorumdrehung zurückführten [159]. Eine Wiederholung der Anstreifversuche für einen auf 593°C vorgeheizten Einlaufbelag zeigte ein ähnliches Verhalten, wobei die Tangentialkräfte hier deutlich geringer ausfielen [159]. Auch Dadouche et al. konnten bei höheren Ausgangstemperaturen generell einen geringeren Verschleiß der rotierenden Komponente feststellen [34]. Im Gegensatz zu den Versuchen mit niedriger Zustellrate ist gemäß den Untersuchungen von Emery et al. bei den sehr hohen Zustellraten am Ende des Anstreifvorgangs noch kein stationärer thermischer Zustand erreicht, wobei die gemessenen Temperaturen an der Schaufelspitze und am Einlaufbelag trotzdem deutlich höher als bei niedrigeren Zustellraten ausfielen [53]. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der metallographischen Untersuchungen der Anstreifproben von Laverty, welche für hohe Zustellraten starke plastische Verformungen und einen großen Einfluss thermischer Effekte vermuten ließen [99]. Bei den sehr niedrigen Zustellraten von 0,0025 mm/s waren hingegen eher bruchdominierende abrasive Mechanismen mit geringem resultierendem Schaufelverschleiß wirksam [99].

Bei niedrigen bis mittleren radialen Zustellraten kleiner 0,1 mm/s konnte bei den oben genannten Anstreifversuchen mit kurzen unbeschichteten Schaufelspitzen häufig ein adhäsiver Materialübertrag vom Einlaufbelag auf die Schaufelspitze festgestellt werden [16], [19], [99], [174], wobei dies bei porösen Einlaufschichten teilweise mit einem Verschmieren des Einlaufbelags verknüpft war. Bounazef et al. und Hajmrle et al. bemerkten bei ihren Anstreifversuchen an thermisch aufgespritzten Einlaufschichten zudem, dass bei niedrigeren Zustellraten eine schneller rotierende Schaufel besser in den Einlaufbelag einschnitt und feinere Materialausbrüche verursachte als bei niedrigen Rotationsgeschwindigkeiten [19], [70]. Passend hierzu zeigten die Anstreifversuche von Taylor et al. einen Anstieg der gemessenen mittleren tangentialen Schnittkräfte bei zunehmender Schaufelgeschwindigkeit, was die Autoren auf den verfestigenden Einfluss der Verformungsgeschwindigkeit und den dadurch erschwerten Verschleiß des Einlaufbelags zurückführten [159].

Ohne näher auf die zugrundeliegenden Untersuchungen einzugehen berichteten Chupp et al., dass Honigwabeneinlaufbeläge bei niedrigen Zustellraten der Schaufelspitze zum Großteil abrasiv verschliffen wurden, während bei hohen Zustellraten vor allem plastische Verformungen auftraten [27]. Das Verhältnis von plastischer Verformung zu abrasivem Materialabtrag schien dabei mit der Wandstärke der Honigwabenzellen zuzunehmen. Auch ansteigende Reibtemperaturen erhöhten laut Chupp et al. das Verhältnis von plastischer

Verformung zu abrasivem Verschleiß auf Grund der geringeren Materialdehngrenze [27].

Einen anderen Ansatz zur Verbesserung der Zugänglichkeit und Kontrollierbarkeit experimenteller Anstreiftests zwischen Schaufelspitze und thermisch aufgespritztem Einlaufbelag verfolgten Cuny et al. und Sutter et al. [30], [31], [156], [157]. Sie führten jeweils Anstreifversuche zwischen einer Schaufelspitze und einem Einlaufbelag an einem linearen ballistischen Prüfstand durch. Dadurch konnten sie sowohl die Kontakt- und Reibkräfte als auch die Temperaturen für eine einzelne Interaktion zwischen Schaufel und Einlaufbelag gezielt untersuchen. Hierfür wurde ein Projektil mit Schaufelkontur oder beschichtet mit einem Einlaufbelag in einem Kanonenrohr linear beschleunigt und orthogonal auf den Einlaufbelag bzw. die Schaufelkante geschossen, welche um die gewünschte Zustelltiefe in den Pfad des Projektils hineinragten. Die kinematischen Kontaktbedingungen bei diesen Anstreifversuchen entsprachen dem orthogonalen Zerspanen mit geometrisch bestimmter Schneide, so wie er überwiegend beim Anstreifen von Schaufelspitzen zu erwarten ist. Sowohl Cuny et al. als auch Sutter et al. stellten fest, dass die resultierenden mittleren axialen Kontaktkräfte exponentiell mit der Relativgeschwindigkeit anwachsen, wobei die Kräfte zusätzlich mit ansteigender Zustelltiefe und Schneidkantenradius zunahmten [30], [31], [156], [157]. Dabei konnte jeweils gezeigt werden, dass das Zerspanen des Anstreifbelags vor allem durch lokalen Sprödbruch erfolgte, wodurch sich sehr feine Späne bildeten. Das exponentielle Anwachsen der axialen Kontaktkräfte mit zunehmender Projektilgeschwindigkeit führten Cuny et al. auf das viskoplastische Materialverhalten des Anstreifbelags zurück, was sich mit den oben genannten Beobachtungen an rotierenden Anstreifprüfständen deckt [30], [31]. Der bei diesen ballistischen Versuchen im Gegensatz zu den rotierenden Prüfständen nur geringfügig beobachtete plastische Verschleiß lässt vermuten, dass die thermischen Effekte beim einmaligen Reibkontakt nur eine untergeordnete Rolle spielen, was die Übertragbarkeit dieser Untersuchungen auf die realen Anstreifbedingungen in Frage stellt.

Neben den axialen Kontaktkräften untersuchten Sutter et al. auf dem ballistischen Prüfstand auch die am Einlaufbelag entstehenden Blitztemperaturen mit optischer Thermographie im sichtbaren Wellenlängenbereich [157]. Für diese Wellenlängen ließen sich nur sehr hohe Temperaturbereiche über 650°C erfassen. Die Autoren konnten mit ihren Temperaturmessungen nachweisen, dass tatsächlich sehr kleine Bereiche in der nominellen Kontaktfläche mit Blitztemperaturen bis zu 1100°C vorliegen. Die gemessenen hohen Blitztemperaturen könnten gemäß Sutter et al. entweder auf stark erhitzte Rauheitshügel oder auf stark erhitzte Mikrofurchen auf dem Einlaufbelag zurückzuführen sein, wobei eine eindeutige Zuordnung mit den verfügbaren Informationen nicht möglich war [157].

## **b) Labyrinthdichtungen:**

Im Gegensatz zu den Schaufeldichtungen wurden bisher insgesamt nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen zum Thema Anstreifen in Labyrinthdichtungen veröffentlicht, obwohl Labyrinthdichtsysteme mit Einlaufbelägen bereits seit mehreren Jahrzehnten in Turbomaschinen eingesetzt werden [39], [49], [134], [144], [147]. Wesentliche Unterschiede zwischen den Anstreifvorgängen an Labyrinthdichtspitzen und Schaufelspitzen liegen im Schwingungsverhalten des Systems sowie in den kinematischen Kontaktbedingungen. Die in Umfangsrichtung kurze Schaufelspitze schneidet in den Einlaufbelag wie bei drehenden Fertigungsverfahren mit einer geometrisch bestimmten



Schneidkante ein. Bei der umlaufenden Labyrinthdichtspitze wirken die Rauheitshügel der Oberflächen oder die herausstehenden Körner einer abrasiven Beschichtung hingegen ähnlich wie bei Schleifprozessen als geometrisch unbestimmte Schneide. Beim Schaufelanstreifen schneidet die Vorderkante im Idealfall die vom vorherigen Anstreifvorgang geschädigten Schichten des Einlaufbelags heraus. Im Gegensatz hierzu kommt es in Labyrinthdichtungen eher zu einer Komprimierung des Werkstoffs ohne Materialabtrag. Die unterschiedlichen kinematischen Kontaktbedingungen in Labyrinthdichtungen führen außerdem dazu, dass sich die Anstreifvorgänge zum Beispiel in Folge von thermoelastischen Instabilitäten überwiegend auf einen Bereich des Umfangs konzentrieren, dessen Position je nach den vorherrschenden Verschleißbedingungen im Laufe des Anstreifvorgangs wechseln kann [16], [105]. Ähnlich wie beim Schaufelanstreifen sind unter bestimmten, meist unbekanntem Anstreifbedingungen in der realen Maschine auch bei den Labyrinthdichtungen starke Materialüberträge zwischen der rotierenden Dichtspitze und den Honigwabenzellen möglich, was einen unerwünscht hohen Verschleiß der rotierenden Komponente verursachen kann [134].

Erste experimentelle Untersuchungen zum Anstreifverhalten von Labyrinthdichtungen wurden von Dolan et al. veröffentlicht [49]. Bei kryogenen Temperaturen von  $-196\text{ °C}$  untersuchten sie das Anstreifverhalten zwischen rotierenden Labyrinthdichtspitzen aus einer Titanaluminiumlegierung und verschiedenen weichen bzw. porösen Einlaufbelägen aus Kupfer, Aluminium oder Al-Graphit. Die am radial verfahrenen Statorsegment gemessenen resultierenden Kräfte und Temperaturen zeigten für die langsamen bis mittleren Zustellraten unter  $0,1\text{ mm/s}$  starke zyklische Schwankungen, was die Autoren auf wiederholten adhäsiven Materialübertrag und thermoelastische Instabilitäten zurückführten [49]. Sowohl in der resultierenden Normalkraft als auch in der Reibkraft konnten hochfrequente Schwingungen festgestellt werden, deren Ursache die Autoren in der Schwingung des Traversensystems vermuteten. Die mit Thermoelementen gemessenen Temperaturen im Einlaufbelag nahmen mit zunehmender Zustellrate zu. Dabei zeigte ein Statorsegment aus Kupfer mit der höchsten Wärmeleitfähigkeit die schlechtesten Einlaufeigenschaften mit starkem Verschleiß der Dichtspitze. Dolan et al. beobachteten weiterhin, dass die resultierenden Nuten im Stator häufig größer als die nominelle Anstreiftiefe lagen, was die Autoren auf einen Materialübertrag vom Stator auf die rotierende Komponente zurückführten [49].

Verschiebungsgesteuerte Anstreifversuche an typischerweise in Dampfturbinen eingesetzten Labyrinthdichtungen wurden von Ghasripor et al. und Herrmann et al. durchgeführt [66], [67], [78]. Diese Labyrinthdichtungen bestehen aus in Nuten eingestemmen, senkrechten Blechstreifen auf Rotor oder Stator, wobei häufig eine glatte Gegenfläche ohne Einlaufbelag eingesetzt wird. Sowohl Ghasripor et al. als auch Herrmann et al. konnten bei ihren Anstreifversuchen sehr große pilzförmige plastische Verformungen der starren Dichtstreifen feststellen, deren Ausprägung eine starke Abhängigkeit von der Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone zeigte [66], [67], [78]. Metallische Werkstoffe mit hoher Wärmeleitfähigkeit sowie in Axialrichtung breite Dichtstreifen mit niedriger Höhe ergaben bei Ghasripor et al. beispielsweise den geringsten plastischen Verschleiß [66], [67]. Auch der Einsatz von Einlaufbelägen führte zu starken plastischen Verformungen der eingestemmen Dichtstreifen [66], [67]. Die Versuche zeigen den starken Einfluss der Temperaturabhängigkeit der Werkstoffeigenschaften und verdeutlichen, dass eine möglichst effiziente Wärmeabfuhr aus der Anstreifzone entscheidend für die Vermeidung von übermäßigem Dichtspitzenverschleiß

sein kann.

In der jüngeren Vergangenheit wurden nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen zum Anstreifen in Labyrinthdichtungen mit Einlaufbelägen veröffentlicht [39], [134], [143], [147]. Sporer und Shiembob präsentierten einige Ergebnisse zum rein radialen Anstreifen einzelner Labyrinthdichtspitzen aus Inconel 718 gegen Honigwabenzellen aus verschiedenen Werkstoffen, wie beispielsweise Hastelloy X, Haynes 214 und FeCrAlY [147]. Durch eine eher qualitative Bewertung der angestrichenen Flächen konnten sie bei fast allen Anstreifversuchen einen hohen plastischen Verschleißanteil an den Honigwabenblechen feststellen, während auf den Dichtspitzen kaum Verschleiß beobachtet werden konnte. Die positiven Einlaufeigenschaften führten die Autoren auf die geringe strukturelle Dichte der Honigwaben zurück, wobei die zugrunde liegenden physikalischen Effekte nicht näher diskutiert wurden. Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Anstreiffläche zeigten Schmelzperlen, welche die Autoren auf das lokale Aufschmelzen der Honigwabenbleche durch Temperaturen nahe dem Schmelzbereich um die 1250 °C zurückführten. Ähnliche Schmelzperlen konnten von Söhngen festgestellt werden [144], [145]. Unterschiedliche Wandstärken der getesteten Honigwabenstrukturen sowie variierende axiale Positionen der Dichtspitze relativ zu den Honigwabenzellen erschwerten mangels Wiederholversuchen die Ergebnisinterpretation der verschiedenen von Sporer und Shiembob durchgeführten Anstreiftests [147].

Eine ausführlichere Diskussion der Ergebnisse von Anstreiftests mit einer Labyrinthdichtung erfolgte erstmals von Delebarre et al., welche drei Labyrinthdichtspitzen aus Inconel 718 gleichzeitig gegen einen thermisch aufgespritzten porösen Einlaufbelag aus Al-Si radial anstreichten [39]. Insgesamt wurden sechs Tests unter Variation der radialen Zustellrate zwischen 0,001 mm/s und 25 mm/s sowie der Rotationsgeschwindigkeit (17 m/s, 43 m/s und 130 m/s) ohne Wiederholungsmessungen durchgeführt. Neben der metallographischen Untersuchung der Anstreifflächen und Bestimmung der Nutprofile nach den Tests wurden auch die resultierenden Kontakt- und Tangentialkräfte gemessen. Dabei stellten die Autoren fest, dass die Anstreifversuche bei höchster Zustellrate und 0,008s Anstreifdauer sowie beim Versuch mit niedriger Zustellrate und höchster Reibgeschwindigkeit zu sehr hohen plastischen Verformungen am Anstreifbelag führten [39]. Bei diesen Versuchen konnten zudem vergleichsweise deutlich höhere Kontaktkräfte gemessen werden. Die Autoren führten diese Beobachtungen darauf zurück, dass bei den hohen Reibgeschwindigkeiten bzw. höheren Kontaktkräften mehr Reibwärme freigesetzt und so plastischer Verformungsverschleiß gefördert wird, während bei niedrigeren Zustellraten und Reibgeschwindigkeiten überwiegend abrasive Verschleißmechanismen wirksam sind. Die resultierende Nuttiefe nach den Anstreifversuchen war in allen betrachteten Fällen größer als die theoretische Zustelltiefe von 0,2 mm. Dies führten die Autoren auf plastische Verformungen und einen adhäsiven Materialübertrag zurück [39]. Bis auf die Versuche bei mittlerer Reibgeschwindigkeit, bei denen ein Materialübertrag vom Anstreifbelag auf die Dichtspitze auftrat, konnte nach allen Tests deutlich sichtbarer Verschleiß an den Labyrinthdichtspitzen festgestellt werden. Bei den Anstreifversuchen mit langsamer Zustellrate wurden zyklische Schwankungen in den gemessenen Kräften identifiziert, welche die Autoren auf die Fertigungstoleranzen der Dichtspitzen sowie den Materialübertrag vom Anstreifbelag auf die Dichtspitze zurückführten.

**c) Flexible Dichtsysteme:**

Verschiedene experimentelle Untersuchungen zum Anstreifen von flexiblen Dichtsystemen wurden in der Literatur bereits veröffentlicht. Zu nennen sind hier beispielsweise die Untersuchungen von Herrmann et al. zum Anstreifen in Labyrinthdichtungen für Dampfturbinen mit flexiblen segmentierten Dichtstreifen oder die Untersuchungen von Pfefferle et al. zum Anstreifen von Bürstendichtungen [78], [123], [124]. Da bei diesen flexiblen Systemen auf Grund der elastischen Nachgiebigkeit des Systems die Kontaktdrücke und resultierende Reibwärme im Vergleich zu den steifen konventionellen Labyrinthdichtungen eher gering ausfallen, tritt deutlich weniger Verschleiß auf und die Ergebnisse lassen sich nicht direkt auf die Einlaufsysteme übertragen.

**2.3.3 Stand der Forschung: Modellierung von Anstreifvorgängen**

Wie im vorherigen Abschnitt 2.3.2 verdeutlicht wurde, erfordert die experimentelle Untersuchung von Anstreifvorgängen in Einlaufbelägen, mit funktionsbedingt starkem Verschleiß, einen sehr hohen Aufwand. Die experimentelle Bestimmung von Reibkoeffizienten, Reibkräften, Verschleiß und Reibtemperaturen ist auf Grund der starken Wechselwirkungen zwischen den Einflussgrößen und ihrer schwierigen messtechnischen Erfassung während des Anstreifvorgangs eine große Herausforderung. Mit zunehmender Komplexität und Realitätsnähe des Anstreifprüfstands steigt der erforderliche Aufwand deutlich. Zudem lassen sich die realen Reib- und Verschleißbedingungen aus der Maschine nicht exakt in experimentellen Reibtests nachbilden, so dass die Versuchsergebnisse meist nicht direkt übertragbar sind.

Aus den genannten Gründen bietet es sich an, die Anstreif- und Verschleißvorgänge numerisch zu simulieren, um das Systemverhalten auch unter realen Einsatzbedingungen vorhersagen und den Kostenaufwand für die optimierte Auslegung der Einlaufsysteme deutlich reduzieren zu können. Auf Grund der Komplexität des tribologischen Systemverhaltens ist neben den experimentellen Untersuchungen auch die Modellierung von Anstreifvorgängen eine große Herausforderung [85], [134]. Stand heute gibt es keinen allgemeingültigen Modellierungsansatz, mit dem alle denkbaren tribologischen Systeme realitätsnah simuliert werden können. Dies würde die gleichzeitige Berücksichtigung aller Einflussgrößen und physikalischen Effekte sowohl auf mikroskopischer als auch auf makroskopischer Größenskala erfordern. Dies ist nach heutigem Stand auf Grund des immensen Rechenaufwands und des fehlenden Verständnisses der physikalischen Effekte nicht zu realisieren. Stattdessen müssen geeignete Vereinfachungen getroffen werden, um die Komplexität des Modells und den Rechenaufwand bei ausreichend realitätsgetreuer Abbildung der Zusammenhänge auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Werden die Vereinfachungen auf einer physikalisch sinnvollen Grundlage getroffen, ist davon auszugehen, dass sie keinen entscheidenden Einfluss auf die simulierten Ergebnisse ausüben [108].

Für Forschungszwecke werden zur Vertiefung des Verständnisses der tribologischen Phänomene zum Teil numerische Modellierungsansätze auf Mikroskala mit stark reduziertem Rechengebiet eingesetzt. Für ingenieurtechnische Anwendungen, wie zum Beispiel Systemauslegung und –optimierung, kommen hingegen nach aktuellem Stand der Technik nur makroskopische Ansätze in Frage. Solche makroskopischen Modelle basieren häufig auf

empirischen tribologischen Ansätzen zur Abbildung der mikroskopischen Effekte, um den Rechenaufwand zu reduzieren und das gesamte tribologische System mit vertretbarem Aufwand zu simulieren. Als Beispiel für ein solches makroskopisches Modell ist das Coulomb'sche Reibgesetz zu nennen, auf welches häufig zurückgegriffen wird [17], [21], [96]. Dieses Kapitel gibt einen Überblick zu den bestehenden Modellierungsansätzen für die Abbildung von Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen und flexiblen Dichtsystemen.

#### **a) Einlaufsysteme:**

Erste Ansätze zur Modellierung des Anstreifverhaltens von Einlaufsystemen in Turbomaschinen wurden in den achtziger und neunziger Jahren entwickelt [53], [90], [108], [109], [110], [145], [164]. Sowohl Marscher als auch Söhngen stellten basierend auf experimentellen Beobachtungen fest, dass beim Anstreifen in Turbomaschinen in den wahren Kontaktstellen sehr hohe Reibtemperaturen zu erwarten sind, die zu starkem plastischem Fließen oder gar zu lokalem Aufschmelzen der Kontaktflächen führen können [108], [109], [110], [145]. Dementsprechend beschränkten die Autoren ihre formulierten Modellierungsansätze jeweils auf die Betrachtung der mikroskopisch kleinen Kontaktpunkte in der wahren Kontaktfläche, wobei die makroskopische Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung vernachlässigt wurde. Unter diesen Bedingungen, und der Annahme halbunendlicher ebener Platten, lassen sich die resultierenden Temperatur- und Spannungsfelder analytisch berechnen [93], [109], [145]. Eine solche Formulierung erfordert die Kenntnis der zeitlich konstanten Kontaktspannungen und Reibwärmeströme, welche für die verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgänge in Turbomaschinen im Gegensatz zu kraftgesteuerten Anstreifvorgängen, wie zum Beispiel bei Bremssystemen, nicht verfügbar ist.

Söhngen versuchte dieses Problem zu lösen, indem er ein Kriterium zur qualitativen Bewertung des Anstreifverhaltens entwickelte, welches vom tatsächlichen Betrag der freigesetzten Reibenergie unabhängig ist [145]. Durch Vernachlässigung von mechanischen Aspekten und Verschleißvorgängen, des Einflusses der Relativbewegung sowie unter der Annahme stationärer Bedingungen und identischer Temperaturen beider Reibpartner in der wahren Kontaktfläche gelang es Söhngen, die Aufteilung der Reibwärme analytisch zu berechnen [145]. Eine gute Einlauffähigkeit des Systems ist demnach dann gegeben, wenn der Einlaufbelag den Großteil der freigesetzten Reibwärme aufnimmt. Dieses Kriterium berücksichtigt jedoch nicht die tatsächlich resultierenden Reibtemperaturen, die auch von der Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone und den temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften abhängen. Eine entsprechend beschränkte Übereinstimmung ergab sich bei der Anwendung des Kriteriums zur Vorhersage der von Söhngen durchgeführten Anstreiftests [145]. Auch die Erweiterung des Kriteriums durch die zusätzliche Berücksichtigung des Eingriffsflächenverhältnisses sowie des Verhältnisses der temperaturabhängigen Elastizitätsmodule beider Reibpartner in der Kontaktfläche ergab nur geringfügige Verbesserungen.

Ein ähnliches, auf den Reibtemperaturen basierendes, rein qualitatives Kriterium zur Bewertung der Einlauffähigkeit von Einlaufsystemen in Turbomaschinen wurde von Wang vorgeschlagen [164]. Grundlage hierfür war das Verhältnis der Elastizitätsmodule bzw. der plastischen Dehngrenze beider Reibpartner bei den vorliegenden Temperaturen in der Kontaktfläche. Voraussetzung für die Anwendung dieses Kriteriums ist die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der genannten Werkstoffdaten sowie die realitätsgetreue Vorhersage

der auftretenden Reibtemperaturen. Wang konnte für von ihm durchgeführte Anstreiftests mit Hilfe des entwickelten Kriteriums die Einlauffähigkeit des betrachteten Einlaufsystems, bestehend aus einer Schaufelspitze aus reinem Titan und je zwei verschiedenen thermisch aufgespritzten porösen Einlaufbelägen, erfolgreich vorhersagen [164]. Jedoch ging der Autor nicht näher auf das zugrundeliegende thermische Modell zur Berechnung der Reibtemperaturen ein und es blieb unklar, ob sich das Kriterium auf die mikroskopischen oder makroskopischen Reibtemperaturen bezieht [164].

Einen anderen Ansatz zum Umgang mit den meist unbekanntenen Kontaktspannungen und Reibwärmeströmen bei verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgängen in Turbomaschinen verfolgte Marscher [108], [109], [110]. Er berücksichtigt den auftretenden Verschleiß durch die Modellierung einer plastischen Scherzone in der Kontaktfläche, deren Größe bei Kenntnis der vorliegenden Spannungen, Reibtemperaturen und der temperaturabhängigen Fließgrenze über ein einfaches Fließkriterium berechnet werden kann. Dabei stellte Marscher fest, dass bei den Anstreifvorgängen in Turbomaschinen die Temperaturen in der wahren Kontaktstelle sehr schnell stark ansteigen und bereits nach kurzer Zeit plastisches Fließen auftritt [108]. Dementsprechend stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, in welchem die resultierenden Kontaktdrücke und die entsprechende Reibwärmemenge gerade ausreichend sind, um die hohen Temperaturen und die damit verknüpfte plastische Scherzone aufrecht zu erhalten. Gemäß diesen Modellvorstellungen liegt die Gleichgewichtstemperatur stets unterhalb der Schmelztemperatur beider Reibpartner. Außerdem konnte Marscher zeigen, dass die thermischen Spannungen für die in Turbomaschinen typischen Werkstoffe und Anstreifbedingungen dominieren und die durch Kontakt- und Reibkräfte verursachten mechanischen Spannungen im Vergleich vernachlässigbar gering ausfallen [109]. Der vorgeschlagene Ansatz zur Verschleißmodellierung ermöglicht jedoch keine Unterscheidung zwischen Verschleiß durch abrasiven oder adhäsiven Materialabtrag sowie durch plastische Verformungen [108]. Außerdem ist die Anwendbarkeit des phänomenologischen Modells auf reale Bedingungen auf Grund der stark vereinfachten Geometrien und Randbedingungen beschränkt. Weiterführende experimentelle Untersuchungen zur Validierung des Modellierungsansatzes von Marscher wurden bisher nicht veröffentlicht [108].

Erste FE-basierte Modellierungsansätze für die Simulation von Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen in Turbomaschinen wurden von Emery et al. und Kennedy vorgeschlagen [53], [89], [90], [91], [93]. Im Fokus dieser Ansätze liegt die Vorhersage der auftretenden Reibtemperaturen bzw. der resultierenden thermomechanischen Spannungen im stationären Zustand, wobei eine statische Kontaktfläche zwischen den Reibpartnern angenommen wird. Der Effekt der sich relativ bewegenden Wärmequelle wird von Kennedy dennoch durch eine Erweiterung der numerisch gelösten stationären Fourierrechnung durch einen geschwindigkeitsabhängigen Term berücksichtigt [89], [90], [91], [93]. Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen analytisch basierten Ansätzen sind die FE-Modelle auch in der Lage, komplexere Geometrien und Randbedingungen zu berücksichtigen. Sie können somit auch die makroskopischen Reibtemperaturen realitätsnah berechnen. Jedoch beinhalteten diese ersten FE-Ansätze keine Modellierung von materialabtragendem Verschleiß, weshalb vollständige Anstreifvorgänge ohne entsprechende vorherige experimentelle Untersuchungen nicht vorhersagbar waren. Stattdessen müssen die Reibkraftverläufe bzw. die freigesetzten Reibwärmemengen wie bei den kraftgesteuerten Anstreifvorgängen vorab bekannt sein und im Modell vorgegeben werden. Dazu sind weitere Annahmen bezüglich der meist

unbekannten effektiven Reibwärmeaufteilung auf die Reibpartner erforderlich [53].

Dennoch ermöglichten die FE-basierten Modellierungsansätze die Vertiefung des Verständnisses der physikalischen Phänomene bei Anstreifvorgängen. Emery et al. konnten zum Beispiel zeigen, dass der durch Verschleißpartikel abtransportierte Wärmeanteil gegenüber der freigesetzten Reibwärmemenge bei den betrachteten Bedingungen vernachlässigbar klein ausfiel [53]. Des Weiteren stellte Kennedy fest, dass die Beschränkung des Reibwärmeeintrags auf die Reibfläche für die realitätsnahe Vorhersage der makroskopischen Reibtemperaturen ausreichend ist und somit auf eine aufwändigere volumenbasierte Erzeugung der Reibwärme verzichtet werden kann [91]. Eine von Kennedy durchgeführte Parameterstudie deutet zudem darauf hin, dass eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit der Dichtspitze und des Anstreifbelags sowie eine Erhöhung der Wärmekapazität der Dichtspitze die maximalen Reibtemperaturen deutlich verringern können [89]. Allerdings wurden bei dieser Studie die mechanische Interaktion zwischen den Reibpartnern und der Einfluss der Temperaturen auf das Verschleißverhalten vollständig vernachlässigt. Mit seinen Untersuchungen bestätigte Kennedy die Erkenntnis von Marscher, dass die thermischen Spannungen dominieren und die Effekte der mechanischen Lasten dementsprechend vernachlässigbar sind [93], [109].

Die bisher diskutierten Modellierungsansätze sind prinzipiell sowohl für das Anstreifen von Schaufelspitzen als auch von Labyrinthdichtspitzen anwendbar. Zahlreiche weitere FE-basierte Modellierungsansätze zur Vorhersage des Schwingungsverhaltens von Schaufeln in Folge Anstreifens wurden in der Vergangenheit veröffentlicht [12], [13], [85], [101], [102], [158], [171]. Im Vordergrund dieser Ansätze stand die realitätsnahe Modellierung der Schaufelschwingungen, welche eine möglichst genaue Abbildung der Kontakt- und Reibbedingungen erfordert und somit entscheidend von der Kontaktmodellierung sowie von thermischen Aspekten und auftretendem Verschleiß beeinflusst wird. Diese sehr rechenintensiven Modelle basierten aus diesem Grund meist auf grundlegenden vereinfachenden Annahmen, wobei keiner der vorgeschlagenen Ansätze alle relevanten tribologischen Phänomene gleichzeitig berücksichtigt. Gerade die Entwicklung der Reibtemperaturen und die Berücksichtigung ihrer Auswirkungen auf beispielsweise thermische Ausdehnungen, Verschleißprozesse und temperaturabhängige Werkstoffdaten wurden in der Regel vernachlässigt. Diese FE-Ansätze bilden daher keine relevante Grundlage für die Entwicklung eines Modellierungsansatzes für das Anstreifen in Labyrinthdichtungen.

Ein weiterer FE-basierter Ansatz zur Modellierung von Anstreifvorgängen zwischen einer einzelnen Schaufelspitze und porösen Einlaufbelägen wurde von Seichepine et al. vorgeschlagen [139]. Als wichtige Voraussetzung hierfür erwies sich die vorherige Bestimmung eines passenden Ersatzmodells für die Beschreibung des makroskopischen elastischen und plastischen Materialverhaltens der porösen Einlaufschichten [58], [122]. Jedoch nannten Seichepine et al. keine näheren Details zu ihrem Modellierungsansatz und es wurden keine fortführenden Arbeiten veröffentlicht [139].

## **b) Flexible Dichtsysteme:**

Verschiedene Arbeiten zur Modellierung des Anstreifverhaltens von flexiblen Dichtsystemen wurden bereits veröffentlicht. Demiroglu und Tichy, Dogu und Aksit sowie Owen et al.

modellierten die Anpressdrücke und resultierenden Reibtemperaturen in Bürstendichtungen, wobei sie rein thermische FE-Ansätze und analytische Ansätze sowie semiempirische Korrelationen für die Bestimmung der Kontaktdrücke miteinander verknüpften [42], [48], [118]. Die geringe Systemsteifigkeit der Bürstendichtungen führt zu sehr niedrigen Anpressdrücken und freigesetzten Reibwärmemengen, weshalb Verschleiß komplett vernachlässigt wurde. Weitere Vereinfachungen umfassten die Vernachlässigung des Wärmeübergangs zwischen Borste und Rotor oder die Annahme eines perfekten Wärmeübergangs in der Kontaktfläche, die Vernachlässigung des Einflusses einer sich bewegenden Wärmequelle, die Vernachlässigung thermischer Ausdehnungen sowie die Beschränkung auf den einfachen Fall eines rein konzentrischen Anstreifenszenarios mit gleichförmigem Reibkontakt über den gesamten Rotorumfang. Für einen umfassenden Literaturüberblick zu den veröffentlichten Modellierungsansätzen zu Bürstendichtungen wird auf die Dissertation von Pfefferle verwiesen [124].

Ein rein FE-basierter Modellierungsansatz zur Vorhersage des Anstreifverhaltens von flexiblen adaptiven Dichtsystemen wurde von Herrmann et al. vorgeschlagen [78]. Mit einem zweidimensionalen Modell simulierten sie verschiebungsgesteuerte Anstreifvorgänge konstanter Zustellrate. Die Verwendung spezieller finiter Elementtypen ermöglichte die gleichzeitige Betrachtung thermischer und mechanischer Aspekte und somit auch die gekoppelte Berücksichtigung thermischer Ausdehnungen und plastischer Verformungen. Auch abrasiver Verschleiß wurde ähnlich dem Ansatz von Békesi und Varadi bzw. von Pödra und Anderson berücksichtigt [14], [127]. Hierzu wurden die spannungsfreien Knotenverschiebungen der in Kontakt stehenden Knotenpunkte durch die lokale Anwendung des von Archard vorgeschlagenen abrasiven Verschleißgesetzes berechnet [6]. Auf Grund des im FE-Modell integrierten Kontaktmodells sowie der Berücksichtigung thermischer Ausdehnungen, plastischer Verformungen und der regelmäßig erforderlichen Neuvernetzung ist eine Anwendung des vorgeschlagenen Modellierungsansatz auf steife Einlaufsysteme mit einem hohen Rechenaufwand verbunden [176].

Im Bereich der berührenden Wellendichtungen aus Elastomerwerkstoffen wurden bereits einige Arbeiten zur numerischen Simulation von Reibvorgängen veröffentlicht. Im Gegensatz zu den berührungsfreien Labyrinthdichtungen ist der Kontakt in Wellendichtungen zwischen dem statischen Dichtring und der rotierenden Welle gewollt, um möglichst hohe Anpresskräfte zur Vermeidung der Leckage von Flüssigkeiten zu erzielen. Die Anpresskräfte in der Dichtung hängen stark vom auftretenden Verschleiß und den Reibtemperaturen ab, weshalb diese zunehmend in den Fokus der Modellierung gerückt sind. Einen aktuellen und umfassenden Literaturüberblick zum Thema numerische Simulation von Reib- und Verschleißvorgängen in radialen Wellenringdichtungen liefern Frölich et al. und Xin et al. [64], [175]. Die meisten Veröffentlichungen beschränkten sich bisher auf die makroskopische Modellierung nur eines tribologischen Aspektes, wie zum Beispiel nur des Kontaktdrucks und der Reibung [100], [126], nur der Reibtemperaturentwicklung [35], [87] oder nur dem Verschleiß [38]. Ein umfassender makroskopischer Ansatz zur gleichzeitigen Simulation aller drei Aspekte unter Berücksichtigung ihrer Wechselwirkungen wurde erst kürzlich von Frölich et al. und Xin et al. vorgestellt, wobei auch hier vereinfachende Annahmen getroffen wurden [64], [175]. Diese umfassen zum Beispiel die a priori Annahme der resultierenden Reibwärmeaufteilung in der Kontaktzone, die Vernachlässigung des Effekts der Relativbewegung der Reibwärmequelle sowie die Annahme eines unendlich steifen Rotors

und Gehäuses. Allen bisherigen Veröffentlichungen zum Thema Reibvorgänge und Verschleiß in Wellendichtungen ist gemeinsam, dass sich die durchgeführten Simulationen auf Grund des erforderlichen hohen Rechenaufwands nur auf wenige Anstreifsznarien beschränken. Für die tribologischen Parameter, wie zum Beispiel Reibkoeffizient oder thermischer Kontaktwiderstand, wurden konstante, rein deterministische Werte angenommen.

## 2.4 Ableitung der Zielsetzung & Vorgehensweise

Die Optimierung der Dichtsysteme ist eine effiziente und kostengünstige Methode zur Optimierung der Wirkungsgrade, Lebensdauer und Betriebssicherheit von Turbomaschinen. Vor allem die Reduktion der Dichtspalte zur weiteren Minderung der Leckageströme rückt zunehmend in den Fokus der Entwicklung. Spaltänderungen während des Betriebs der Maschine erschweren solche Maßnahmen erheblich. Trotz neu entwickelter alternativer Dichtkonzepte werden die Einlaufsysteme, wie zum Beispiel Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen, auch in Zukunft unverzichtbar sein. Gegenüber den radial flexiblen Dichtungen bieten sie noch immer deutliche Vorteile bezüglich Kosten, Temperaturbeständigkeit und Zuverlässigkeit.

Nach aktuellem Wissensstand kann das Potential der Einlaufsysteme nicht vollständig ausgeschöpft werden. Ursache hierfür ist vor allem das fehlende physikalische Verständnis der komplexen tribologischen Vorgänge beim Anstreifen. Der Kontakt zwischen rotierenden und statischen Komponenten führt in vielen Fällen noch immer zu unvorhergesehenen kritischen Schäden und erfordert große Sicherheitsfaktoren bei der Spaltauslegung. Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, dass sich scheinbar vorteilhafte Verbesserungen einzelner Parameter, wie beispielsweise eine Erhöhung der Oxidationsbeständigkeit oder Wärmeleitfähigkeit der Werkstoffe, wider Erwarten negativ auf das Systemverhalten auswirken können.

Eine Optimierung der Einlaufsysteme ist nur dann möglich, wenn das Verhalten des vollständigen Systems verstanden ist und mit geeigneten Modellierungsansätzen für alle auftretenden Betriebsbedingungen zuverlässig vorhergesagt werden kann. Der extrem hohe Aufwand, der mit experimentellen Anstreiftests verbunden ist sowie die schwere Zugänglichkeit zu den wichtigen Messgrößen, verleiht der Entwicklung adäquater Modellierungsansätze eine umso größere Bedeutung. Vor allem die realitätsnahe Modellierung der Reibtemperaturerhöhungen ist auf Grund ihres starken Einflusses auf das Reib- und Verschleißverhalten des tribologischen Systems essentiell für die zuverlässige Vorhersage des Einlaufverhaltens. Trotz des jahrzehntelangen Einsatzes von Labyrinthdichtungen in Turbomaschinen wurden bisher kaum wissenschaftlichen Untersuchungen zu ihrem Einlaufverhalten veröffentlicht.

### 2.4.1 Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Dissertation ist die systematische Entwicklung eines Modellierungsansatzes, der erstmalig die zuverlässige Vorhersage der makroskopischen Reibtemperaturentwicklung in Labyrinthdichtspitzen beim Anstreifen gegen einen Einlaufbelag ermöglicht. Der zu entwickelnde anwendungsorientierte Ansatz muss dabei das gesamte Einlaufsystem mit allen relevanten Einflussgrößen sowie ihren Zusammenhängen



umfassen und so die grundlegenden Voraussetzungen für die zukünftige vollständige Ausschöpfbarkeit des Potentials der in Turbomaschinen eingesetzten Einlaufsysteme schaffen.

Zu diesem Zweck müssen im Rahmen dieser Arbeit auch aufwändige experimentelle Untersuchungen zum Anstreifverhalten von Labyrinthdichtungen durchgeführt werden, die sowohl zur Vertiefung des physikalischen Verständnisses als auch zur Modellvalidierung beitragen. Im Gegensatz zu bisherigen in der Literatur veröffentlichten Anstreifversuchen zu Labyrinthdichtungen liegt der Fokus der experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit erstmals auf der Vertiefung des physikalischen Verständnisses durch eine gleichzeitige Quantifizierung von Kontaktkräften, Reibtemperaturen und Verschleiß. Im Rahmen der Anstreifversuche muss auch geklärt werden, in wie fern sich Erkenntnisse, die aus Anstreifversuchen an Schaufelspitzen gewonnen wurden, auf das Anstreifverhalten von Labyrinthdichtungen übertragen lassen.

Um in Zukunft bereits bei der Auslegung die zahlreichen unterschiedlichen Anstreifszenerarien sowie die Unsicherheiten der verwendeten tribologischen Modellparameter berücksichtigen zu können, bietet sich der Einsatz probabilistischer Methoden an. Auf Grund der großen Anzahl erforderlicher Simulationen bei diesen Methoden sind kurze Rechendauern des zu entwickelnden Anstreifmodells unabdingbar. Neben der robusten Auslegung der Einlaufsysteme ermöglicht der Einsatz probabilistischer Methoden den Aufbau eines grundlegenden Systemverständnisses sowie die Identifikation der bedeutendsten Einflussgrößen.

Für die schrittweise Entwicklung des Modellierungsansatzes in dieser Arbeit wird auf Grund des großen vorhandenen Optimierungspotentials zunächst ausschließlich der Anwendungsfall des Anstreifens einer Labyrinthdichtung gegen einen Honigwabeneinlaufbelag betrachtet. Der zu entwickelnde Ansatz soll ohne größeren Aufwand auf andere Einlaufbeläge übertragbar sein.

#### 2.4.2 Vorgehensweise

Die hohe Komplexität des Themas erfordert eine systematische Vorgehensweise. In einem ersten Schritt werden mit Hilfe experimenteller Untersuchungen zum Anstreifverhalten von Labyrinthdichtungen bestehende Wissenslücken gezielt geschlossen und ein grundlegendes physikalisches Verständnis des Anstreifvorgangs aufgebaut. Die realen in Turbinen auftretenden Anstreifbedingungen für Labyrinthdichtungen mit Umgebungstemperaturen von mehreren 100 K sowie Reibgeschwindigkeiten von bis zu 450 m/s lassen sich nur schwer in einem Prüfstand reproduzieren. Um dennoch eine tiefgreifende Erforschung der tribologischen Phänomene zu ermöglichen, wird die Komplexität des betrachteten Systems durch die Beschränkung auf Anstreifversuche zwischen einer einzelnen Dichtspitze und einem einzelnen Metallblech reduziert. Durch den Einsatz statistischer Versuchsplanung wird dank einer systematischen Variation der Anstreifparameter der experimentelle Aufwand bei maximalem Gewinn an Informationen begrenzt. Die Beschreibung des verwendeten Messaufbaus sowie eine ausführliche Präsentation und Diskussion der wichtigsten Ergebnisse erfolgen in Kapitel 3 dieser Arbeit.

Basierend auf den experimentell gewonnenen Erkenntnissen, dem Stand der Forschung sowie umfangreichen analytischen Überlegungen erfolgt in einem zweiten Schritt die Entwicklung des Modellierungsansatzes zur realitätsnahen Simulation von Anstreifvorgängen in

Labyrinthdichtungen (siehe Kapitel 4). Alle Aspekte des Einlaufsystems, wie zum Beispiel Kontakt-, Reib- und Verschleißverhalten, das thermische Verhalten, geometrische und kinematische Randbedingungen sowie die Werkstoffeigenschaften werden dabei näher betrachtet und die zugrundeliegenden Annahmen diskutiert.

In Kapitel 5 folgen ein Vergleich der experimentell gewonnenen Daten mit den Modellvorhersagen und eine Bewertung des entwickelten Modellansatzes. Hierbei wird geprüft, in wie weit das Modell dazu in der Lage ist, die physikalischen Effekte und die Einflüsse der Anstreifparameter richtig abzubilden und sich somit für eine probabilistische Analyse eignet. Außerdem werden die Simulationsergebnisse dazu herangezogen, um im Versuch beobachtete Phänomene zu erklären und das Verständnis des Anstreifverhaltens weiter zu vertiefen.

In einem letzten Schritt folgt die Durchführung einer Sensitivitätsstudie zur Verbesserung des Verständnisses des Systemverhaltens sowie zur Quantifizierung der wichtigsten Einflussfaktoren und Wechselwirkungen zwischen den Systemgrößen (siehe Kapitel 6). Die Arbeit schließt in Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung sowie einem Ausblick für weiterführende Untersuchungen. Der Ausblick beinhaltet Vorschläge für die Umsetzung der gewonnenen Erkenntnisse zur zukünftigen Verbesserung der häufig eingesetzten Labyrinthdichtungen.

---

## 3 Experimentelle Anstreifversuche

Ein ausreichendes Verständnis der physikalischen Vorgänge beim Anstreifen von Labyrinthdichtspitzen gegen Honigwabeneinlaufbeläge ist eine essentielle Voraussetzung für die erfolgreiche Entwicklung eines geeigneten Modellierungsansatzes. In einem ersten Schritt dieser Arbeit müssen daher umfassende experimentelle Untersuchungen zum Anstreifen von Labyrinthdichtungen durchgeführt werden. Zunächst wird in Abschnitt 3.1 dieses Kapitels eine Strategie erarbeitet, um die Komplexität des betrachteten tribologischen Systems, bestehend aus Labyrinthdichtspitzen und Honigwabeneinlaufbelag, zu reduzieren. Die Beschreibung des Versuchsaufbaus und der eingesetzten Messtechnik erfolgt in Abschnitt 3.2. Nach der Erläuterung des Testablaufs und des Versuchsplans in Abschnitt 3.3 werden in Abschnitt 3.4 die wichtigsten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen dargestellt und diskutiert. Das Kapitel schließt mit einer zusammenfassenden Interpretation der gewonnenen Erkenntnisse sowie der Ableitung wichtiger Anforderungen an den zu entwickelnden Modellierungsansatz (siehe Abschnitt 3.5).

### 3.1 Strategie

In den folgenden Abschnitten werden zunächst grundlegende Überlegungen zur untersuchten Geometrie diskutiert (siehe Abschnitt 3.1.1), bevor in Abschnitt 3.1.2 die Werkstoffauswahl begründet wird.

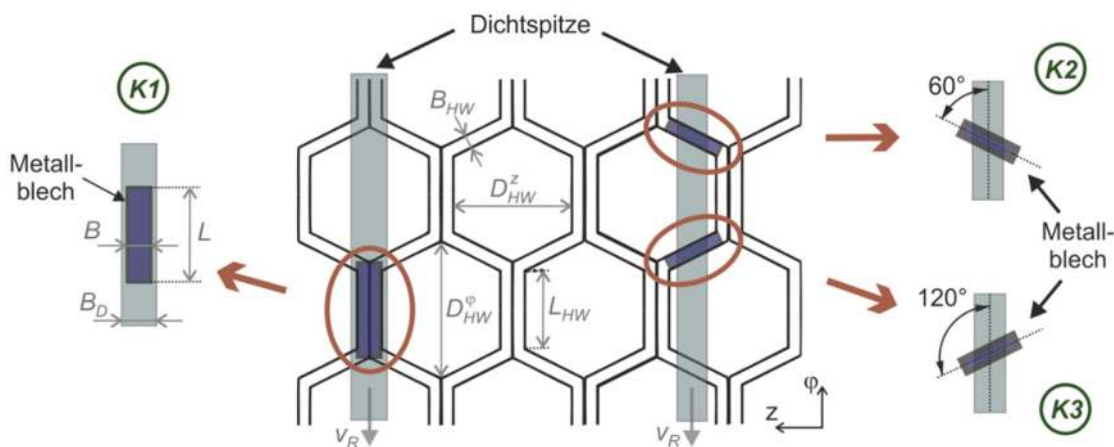
#### 3.1.1 Geometrie

Wie die tribologischen Grundlagen und der technische Kenntnisstand zu den Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen verdeutlicht haben, wird das Anstreifverhalten von zahlreichen nichtlinear interagierenden Faktoren beeinflusst. Beim Anstreifen zwischen den Labyrinthdichtspitzen und einem Honigwabenbelag sind wie in Abbildung 5 dargestellt auf Grund der Zellstruktur viele verschiedene lokale Kontaktstellen möglich, die räumlich voneinander getrennt sind. Je nach Richtung der Relativbewegung und Spitzengeometrie kann es außerdem zu gleichzeitigem Reibkontakt an mehreren Seitenflächen der Dichtspitze kommen. Die messbaren Größen, wie zum Beispiel die resultierenden Kontaktkräfte oder der Gewichtsverlust zur Quantifizierung von materialabtragendem Verschleiß, lassen sich nur global bestimmen. Es ist daher am Gesamtsystem nicht möglich, die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen lokal wirkenden Einflussgrößen zu ermitteln. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit nur der Anstreifvorgang zwischen einer einzelnen Dichtspitze gegen ein einzelnes Metallblech, wie in Abbildung 5 dargestellt, untersucht. Außerdem ermöglicht die Beschränkung auf ein einzelnes Metallblech eine deutlich verbesserte optische Zugänglichkeit.

Bei konventionell in Turbomaschinen eingesetzten Honigwabeneinlaufbelägen ist die Spitzenbreite  $B_D$  der Dichtspitze (0,2 mm bis 0,5 mm) meist deutlich geringer als der axiale Zelldurchmesser  $D_{HW}^Z$  der Honigwaben, welcher in vielen Fällen zwischen 1/16 und 1/8 Zoll liegt (1,6 mm bzw. 3,2 mm). Des Weiteren sind die doppelwandigen Verbindungsstellen der Honigwabenzellen, an welchen die einzelnen Honigwabenbleche miteinander verbunden werden, aus Festigkeitsgründen in der Regel parallel zur Umdrehungsrichtung der

Dichtspitzen angeordnet. Wie in Abbildung 5 verdeutlicht, ergeben sich unter diesen Bedingungen insgesamt drei Extremfälle für den lokalen Kontakt zwischen einer einzelnen Dichtspitze und der konventionell gefertigten Honigwabenzellstruktur. Beim ersten Extremfall K1 liegt die Dichtspitze direkt unterhalb der doppelten Wandstärke. Für typische Wandstärken  $B_{HW}$  der einzelnen Honigwabenbleche zwischen  $0,08\text{ mm}$  und  $0,120\text{ mm}$  ist die resultierende Breite des Doppelstegs meist schmäler als die Spitzenbreite der Dichtspitze. Bei einer rein radialen Relativbewegung ergibt sich daher in diesem Fall am Doppelsteg nur eine einzelne Kontaktfläche, was die Interpretation der Messgrößen deutlich vereinfacht. Bei den zwei Extremfällen K2 und K3 ist die Dichtspitze hingegen axial direkt unterhalb der um  $60^\circ$  geneigten Honigwabenbleche angeordnet. Bei dieser Anordnung kann es je nach Geometrie der Dichtspitze selbst bei einem rein radialen Anstreifvorgang zum gleichzeitigen Reibkontakt an der Oberseite und an den Flanken der Dichtspitze kommen. Nur unter den Bedingungen des Extremfalls K1 lassen sich die global gemessenen resultierenden Größen direkt der entsprechenden einzelnen Kontaktfläche zuordnen.

Da im Rahmen der experimentellen Untersuchungen der Erkenntnisgewinn im Vordergrund steht, sollen in dieser Arbeit ausschließlich Anstreifversuche gemäß dem Extremfall K1 durchgeführt werden. Für den Verständnissgewinn ist es außerdem zunächst ausreichend, sich ausschließlich auf den Fall des rein radialen Anstreifens zu beschränken.



**Abbildung 5:** Schematische Darstellung eines konventionell hergestellten Honigwabeneinlaufbelags und der drei extremen Relativpositionen zwischen Labyrinthdichtspitze und Honigwabenbelag beim Anstreifen

In Honigwabenbelägen liegt je nach Zelldurchmesser die Länge  $L_{HW}$  der doppelten Wandstärke in Umfangsrichtung zwischen  $0,95\text{ mm}$  und  $1,9\text{ mm}$ . In Kombination mit der sehr geringen axialen Breite der Doppelstege zwischen  $0,16$  und  $0,25\text{ mm}$  würden identische Geometrieverhältnisse im Prüfstand sehr kleine Kontaktflächen und folglich auch sehr geringe Kontaktkräfte und Gewichtsverluste durch materialabtragenden Verschleiß ergeben, welche sich messtechnisch nur schwer erfassen lassen. Neben der Messbarkeit der Kräfte, Temperaturen und des Verschleißes ist es wichtig, im Prüfstand vergleichbare Breitenverhältnisse zwischen Dichtspitzenoberseite und Doppelsteg zu erzielen. Um eine starke Vergrößerung der Dichtspitzen- und Blechbreite zu vermeiden und dennoch in einen

messbaren Bereich der resultierenden Größen zu gelangen, wurde für die Anstreifversuche eine Blechlänge  $L$  von 12 mm gewählt. Diese vergrößerte Blechlänge führt im Gegensatz zu den kürzeren Doppelsteglängen der Honigwaben zu leicht unterschiedlichen kinematischen Kontaktbedingungen, was sich vor allem auf die makroskopische Temperaturentwicklung auswirkt. Dieser Effekt lässt sich, wie später in Kapitel 5.1.2 gezeigt, durch eine analytische Rechnung quantifizieren, wodurch eine Übertragbarkeit der Ergebnisse dennoch gewährleistet ist. Der durch die vergrößerte Krümmung der Kontaktfläche verursachte geometrische Fehler ist wie in Anhang 8.1 ausführlich erläutert vernachlässigbar gering. Die Blechlänge von 12 mm hat weiterhin den Vorteil, dass mit ihr auch bei Anstreifversuchen mit schräger Blechorientierung gemäß den Extremfällen K2 und K3 (vergleiche Abbildung 5) ausreichend Stabilität gewährleistet ist.

### 3.1.2 Werkstoffauswahl

Die Komponenten der Einlaufsysteme in Turbomaschinen bestehen häufig aus sehr teuren Werkstoffen, wie beispielsweise warmfesten Nickelbasis-Superlegierungen. In der Literatur gibt es nur eingeschränkte Informationen zu den temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften solcher Legierungen, vor allem in Temperaturbereichen nahe dem Schmelzpunkt. Zuverlässige Kenntnisse über die Temperaturabhängigkeit der Werkstoffeigenschaften sind jedoch eine wichtige Voraussetzung für die Interpretation der Ergebnisse der Anstreifversuche sowie für die erfolgreiche Modellierung des Einlaufsystems (vgl. Kapitel 2.3.1). Auf Grund der besseren Zugänglichkeit zu den Werkstoffdaten und aus Kostengründen wird für diese Arbeit daher eine andere metallische Werkstoffpaarung gewählt, welche im Folgenden näher beschrieben werden soll.

Für die unterschiedlich dicken **Bleche** werden dünne warmgewalzte Metallbleche aus dem handelsüblichen austenitischen rostfreien Stahl V2A (EN 1.4301) verwendet, welche mit einem Laser auf ein Maß von 12 mm x 20 mm geschnitten werden. Dieser Stahl mit hohem Chrom- und Nickelanteil weist im Vergleich zu herkömmlichen niedriglegierten Stählen eine größere Duktilität sowie eine höhere Temperaturfestigkeit und Oxidationsbeständigkeit auf [65]. In Folge einer abgerundeten Spannungs-Dehnungskurve ohne eindeutige Grenze zwischen elastischem und plastischem Bereich wird häufig die Dehngrenze  $R_{p02}$  zur Beschreibung des plastischen Verformungsverhaltens verwendet [65]. Die Verfestigungskurve von V2A Stahl lässt sich zum Beispiel mit dem Ramberg-Osgood Modell beschreiben und ist in Abbildung 6a im Vergleich mit anderen Stählen dargestellt [65].

Gardner et al. schlagen aus eigenen Testergebnissen gewonnene mittlere Festigkeitsreduktionsfaktoren  $f$  vor, um den Abfall der mechanischen Werkstoffkennwerte mit zunehmender Temperatur zu beschreiben [65]. Mit Hilfe der Festigkeitsreduktionsfaktoren und dem entsprechenden Wert der Größe  $Y^{RT}$  bei Raumtemperatur lassen sich die temperaturabhängigen Werkstoffkennwerte  $Y^T$  berechnen.

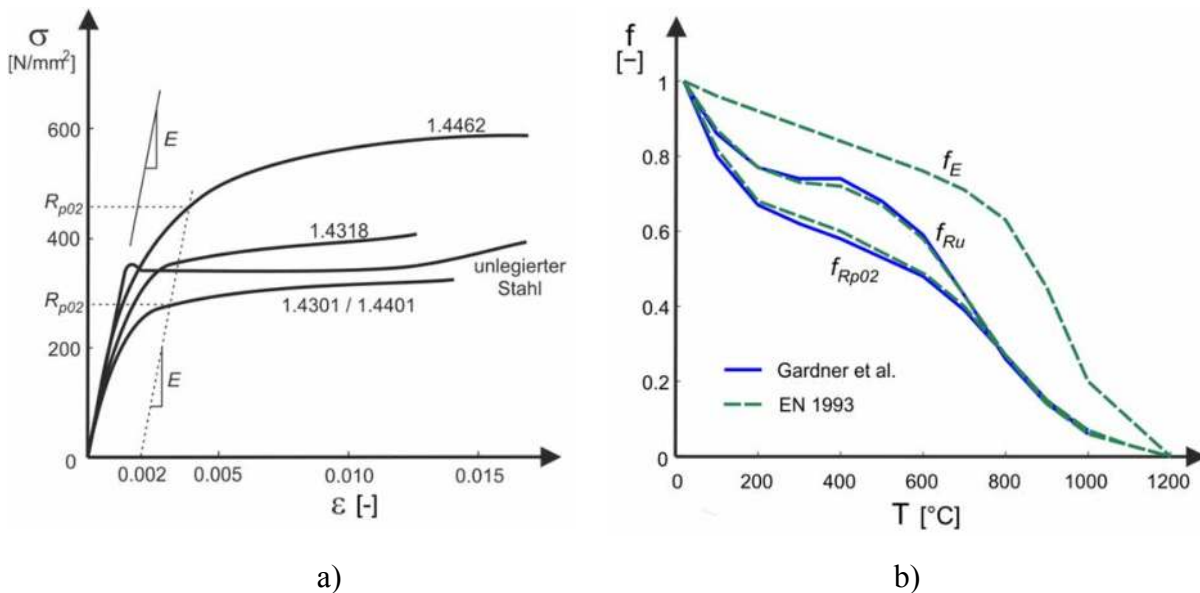
$$Y^T = f \cdot Y^{RT}, \quad Y = \{R_{p02}, R_u, E\} \quad (1)$$

Für die Berechnung der temperatur- und verfestigungsabhängigen Dehngrenze  $R_{p02}$  sind weiterhin die angepassten Koeffizienten des Ramberg-Osgood Modells nötig, welche Gardner et al. mit Hilfe von experimentellen Daten bestimmten [65].

Die in der Europäischen Norm angegebenen und später für die Modellvalidierung

verwendeten temperaturabhängigen Reduktionsfaktoren für die Dehngrenze  $R_{p02}$ , die Zuggrenze  $R_u$  und den Elastizitätsmodul  $E$  sind jeweils in Abbildung 6b dargestellt [55], [56]. Sie verdeutlichen, dass Dehn- und Zuggrenze oberhalb von ca. 600°C deutlich abfallen. Für einen umfassenden Überblick sowie einen Vergleich mit anderen experimentellen Daten wird auf Gardner et al. verwiesen [65]. Für einen warmgewalzten austenitischen Stahl, wie er in dieser Arbeit verwendet wird, kann laut der Europäischen Norm annähernd von ähnlichem plastischem Verhalten im Zug- und Druckbereich ausgegangen werden [56]. Mit ansteigender Verformungsgeschwindigkeit nimmt die Dehngrenze proportional zu [56]. Die entsprechenden Werte bei Raumtemperatur sind in Tabelle 1 angegeben. Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass die Dehn- und Zuggrenze je nach Herstellungsprozess und Bearbeitungszustand um jeweils bis zu 30 % bzw. 10 % über den garantierten Mindestwerten ausfallen können. Diese Unsicherheit muss später im Modellierungsprozess berücksichtigt werden.

Im Gegensatz zu den vorgeschlagenen Faktoren für die Festigkeiten weisen die in der Literatur genannten Reduktionsfaktoren für den Elastizitätsmodul deutlich größere Schwankungen auf. Die Autoren Gardner et al. führen diese vor allem auf die großen Unsicherheiten in der Bestimmung des Elastizitätsmoduls von austenitischen rostfreien Stahl zurück, da hier schon bei sehr geringen Dehnungen nichtlineares inelastisches Verhalten auftritt [65]. Die Autoren schlagen daher vor, wie in dieser Arbeit die in der Europäischen Norm definierten Werte zu verwenden [54], [55], [56]. Allerdings decken diese Kurven nicht den mittleren Bereich aller in der Literatur verfügbaren experimentellen Daten ab.



**Abbildung 6:** Typische Spannungs-Dehnungskurven für verschiedene Stähle bei Raumtemperatur [54] (a) und Temperaturabhängigkeit der mechanischen Werkstoffkennwerte von V2A Stahl bezogen auf die entsprechenden Werte bei Raumtemperatur (b)

**Tabelle 1:** Mechanische Werkstoffkennwerte  $Y^{RT}$  bei Raumtemperatur

$R_{p02}^{RT}$	210 – 250 MPa	Dehngrenze
$R_u^{RT}$	520 – 720 MPa	Zugfestigkeit
$E^{RT}$	200 GPa	Elastizitätsmodul

Die **Rotorscheibe** mit den Dichtspitzen wird auf Grund der höheren Festigkeit und Bruchdehnung aus dem handelsüblichen Stahl 42CrMo4 (EN 1.7225) hergestellt. Die Wärmeleitfähigkeit dieses Werkstoffs liegt bei Raumtemperatur um knapp einen Faktor drei höher als die von V2A, was zu einer erhöhten konduktiven Abfuhr der Reibwärme in die rotierende Dichtspitze führt. Im Gegenzug liegt der thermische Ausdehnungskoeffizient von 42CrMo4 um ca. 50% niedriger, weshalb eine deutlich höhere Wärmeausdehnung des Blechs zu erwarten ist.

Wie in Abschnitt 2.2 des Grundlagenkapitels erläutert, werden die Labyrinthdichtspitzen in der Maschine teilweise keramisch beschichtet, um Schäden auf der Dichtspitze in Folge von Anstreifvorgängen zu vermeiden und die Einlauffähigkeit des Systems zu verbessern. Solche Beschichtungen sind sehr aufwändig und teuer. Außerdem ist ihre physikalische Wirkungsweise bisher nicht vollständig verstanden. Zum Beispiel ist unklar, ob die Vorteile der Beschichtung eher auf einem verstärkten abrasiven Einschneiden in den Einlaufbelag oder auf einer verringerten Abfuhr der Reibwärmemenge in die rotierende Dichtspitze auf Grund der stark reduzierten Wärmeleitfähigkeit beruhen. Da solche Beschichtungen die Komplexität des betrachteten Systems stark erhöhen würden und in dieser Arbeit der Verständnisaufbau im Vordergrund steht, sollen sich die Anstreiftests im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich auf eine unbeschichtete Dichtspitze beschränken.

Es muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass andere Werkstoffkombinationen, wie zum Beispiel die typischen in Turbomaschinen eingesetzten Nickelbasislegierungen wie Inconel 718 oder Hastelloy X, voraussichtlich ein anderes Reib- und Verschleißverhalten aufweisen. Allerdings ist die Temperaturabhängigkeit der Werkstoffeigenschaften dieser metallischen Werkstoffe qualitativ vergleichbar zu der in dieser Arbeit verwendeten Materialkombination aus V2A und 42CrMo4. Aus diesem Grund ist von einem qualitativ ähnlichen Anstreifverhalten auszugehen, so dass trotz der unterschiedlichen Werkstoffeigenschaften dennoch repräsentative Einblicke in die physikalischen Phänomene sowie eine Vertiefung des Verständnisses von Anstreifvorgängen möglich sind.

## 3.2 Beschreibung des Anstreifprüfstands

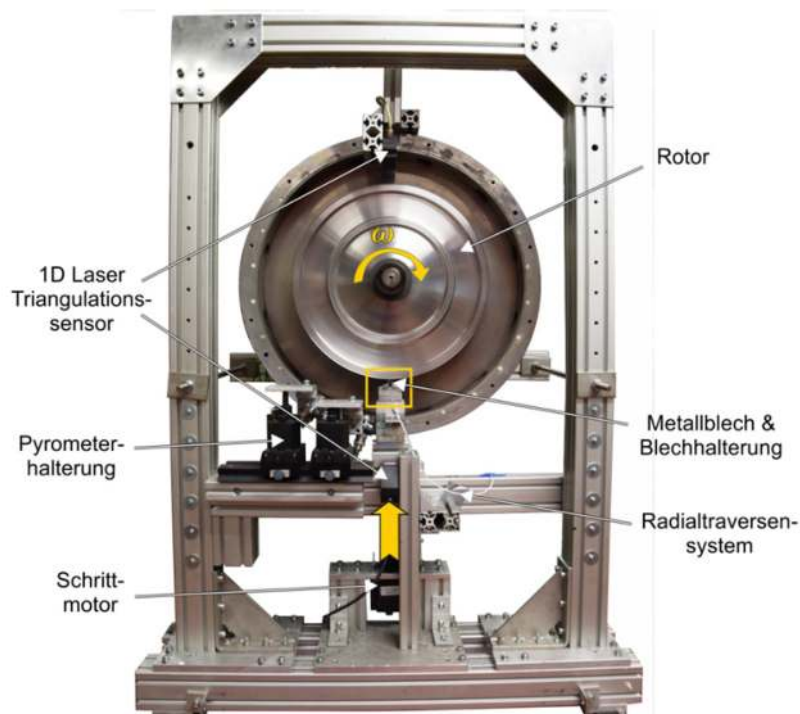
Im folgenden Abschnitt soll zunächst der für die Anstreifversuche verwendete Versuchsaufbau erläutert werden. Die Beschreibung der eingesetzten Messtechnik erfolgt in Abschnitt 3.2.2.

### 3.2.1 Versuchsaufbau

Eine axiale Frontalansicht des Anstreifprüfstands und eine Nahaufnahme der Kontaktzone zwischen Metallblech und Dichtspitze sind in Abbildung 7 und Abbildung 8 zu sehen. Der

Prüfstand besteht aus einer fliegend gelagerten Rotorscheibe mit 420 mm Durchmesser, welche im Rahmen der durchzuführenden Versuche mit einem 32 kW starken Elektromotor auf maximal 7500 Umdrehungen pro Minute hochgedreht wird. Dies entspricht einer maximalen Oberflächengeschwindigkeit von 165 m/s. Die mit einer Messuhr bestimmte Unrundheit des Rotors fällt mit 45  $\mu\text{m}$  sehr gering aus.

Über eine Radialtraverse, die von einem Schrittmotor angetrieben wird, kann ein einzelnes Metallblech gezielt radial der Dichtspitze zugestellt und so ein exzentrischer Anstreifvorgang über ein kleines Umfangssegment hervorgerufen werden. Der massive Rahmen mit zwei Führungsschienen verhindert eine Verkippung der Traverse und gewährleistet eine rein translatorische Zustellung des Metallblechs. Der Schrittmotor ermöglicht die Vorgabe einer radialen Zustellrate der Traverse. Im Rahmen der durchzuführenden Anstreifversuche werden nominelle Zustellraten von maximal 0,65 mm/s erreicht.

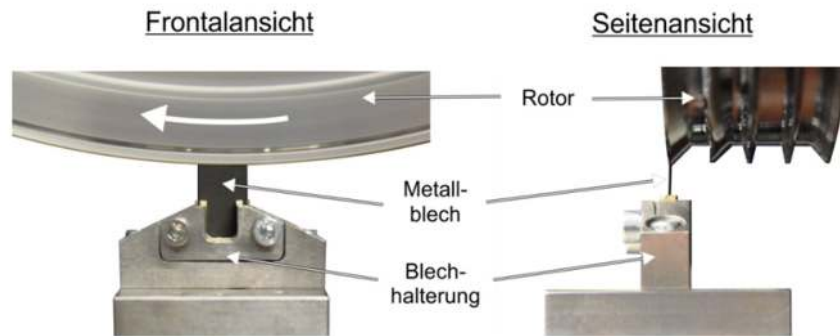


**Abbildung 7:** Axiale Frontalansicht des Anstreifprüfstands

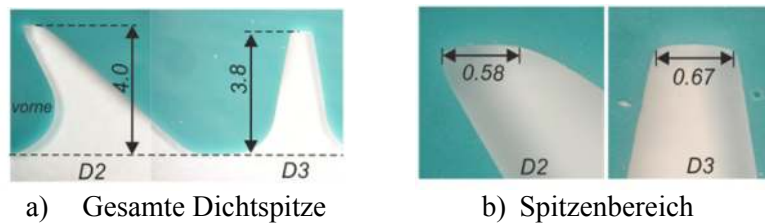
An der Stirnfläche der Rotorscheibe sind insgesamt fünf Labyrinthdichtspitzen eingedreht (vgl. Abbildung 8). Die nominelle Dichtspitzenbreite beträgt 0,6 mm. Zum einen bietet diese Dichtspitzenbreite eine ausreichend große Messfläche für die Pyrometermessung auf der Dichtspitzenoberfläche (vgl. Abschnitt 3.2.2). Zum anderen ermöglicht sie die Untersuchung verschiedener Verhältnisse von Dichtspitzenbreite zu Blechbreite. Die Anstreifversuche werden insgesamt an zwei verschiedenen Spitzengeometrien durchgeführt. Die beiden linken Dichtspitzen eins (D1) und zwei (D2) sind nach außen geneigt, wobei der Vorderkantenwinkel  $60^\circ$  und der Hinterkantenwinkel  $40^\circ$  gegenüber der Horizontalen beträgt. Die zwei darauffolgenden Dichtspitzen drei (D3) und vier (D4) besitzen hingegen ein senkrecht symmetrisches Profil mit einem Öffnungswinkel von ebenfalls  $20^\circ$ . An der fünften



Dichtspitze werden im Rahmen dieser Arbeit keine Anstreifversuche durchgeführt. Bilder der Negativabdrücke der Dichtspitzen zwei und drei vor den ersten Anstreifversuchen, die mit Hilfe der kommerziell verfügbaren Silikonmasse ©ProvilNovo angefertigt wurden, sind beispielhaft in Abbildung 9 dargestellt. Sie verdeutlichen unter anderem die fertigungsbedingten Unterschiede in Spitzenhöhe und Spitzenbreite.



**Abbildung 8:** Nahansicht der Kontaktstelle zwischen Metallblech und Dichtspitze frontal und von der Seite



**Abbildung 9:** Negativabdrücke der geneigten Dichtspitze D2 und der senkrechten Dichtspitze D3 vor dem ersten Anstreifversuch (in [mm])

Die Fixierung des Metallblechs auf der Traverse erfolgt über eine speziell zu diesem Zweck entworfene Halterung (siehe Abbildung 8). Das einzelne Metallblech mit einer Länge von 12 mm sowie beliebiger Höhe und Dicke wird in eine U-förmige Kunststoffhalterung aus Tecapeek eingeklemmt, welche in eine Metallform eingebettet ist und über zwei Schrauben verspannt werden kann. Die U-Form vergrößert den sichtbaren Bereich für die Erfassung der Blechtemperaturen mit Hilfe einer Infrarot-Thermokamera (vgl. Abschnitt 3.2.2) und ermöglicht gleichzeitig eine feste Einspannung des Metallblechs über eine Gesamthöhe von 12 mm. Die Kunststoffhalterung minimiert den Wärmeübergang an der Halterung und garantiert einheitliche thermische Randbedingungen bei Temperaturen bis zu 250°C. Um zu vermeiden, dass an der Halterung höhere Temperaturen auftreten und die Halterung aufweicht, muss die Kontaktstelle zwischen Blech und Rotor ausreichend weit von der Blechhalterung entfernt sein. Für die durchzuführenden Anstreifversuche werden daher Bleche mit 20 mm Gesamthöhe eingesetzt, wodurch ein ausreichend großer Abstand von 8 mm von der Kontaktstelle zur Kunststoffhalterung gewährleistet ist. Bei der im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich untersuchten parallelen Blechanordnung (K1 in Abbildung 5)

entspricht die 12 mm Blechlänge einem Umfangssegment von  $3,3^\circ$ . Die Krümmung des Rotors ist bei einer maximalen Abweichung von  $86 \mu\text{m}$  gegenüber einer mittleren ebenen Kontaktfläche vernachlässigbar klein. Für eine ausführlichere Fehlerbetrachtung wird auf Kapitel 8.1 im Anhang verwiesen. Alle Anstreifversuche werden bei Umgebungsdruck und -temperatur durchgeführt.

### 3.2.2 Messtechnik

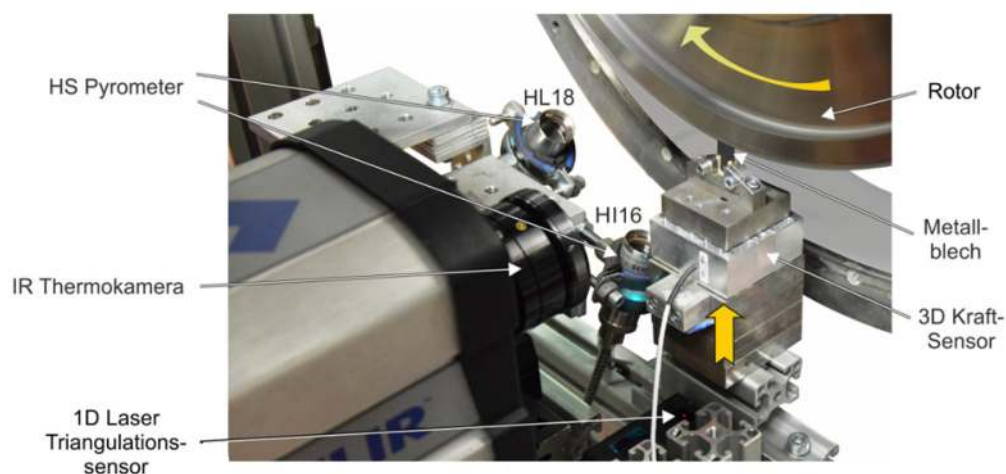
Um ein vertieftes Verständnis des Anstreifverhaltens und der Zusammenhänge der verschiedenen Systemgrößen aufbauen zu können, müssen die folgenden Größen während des Anstreifvorgangs gemessen werden:

- Reib- und Kontaktkräfte
- Blechtemperaturen
- Dichtspitzentemperaturen
- Traversenposition und Rotordehnung
- Rotordrehzahl
- Drehmoment

Die **Reib- und Kontaktkräfte** werden über den kommerziellen drei-achsigen Kraftsensor K3D60 der Firma ME-Meßsysteme erfasst (siehe Abbildung 10). Der Kraftsensor ist zwischen Traverse und Blechhalterung angebracht und ermöglicht die Erfassung der resultierenden Kraftkomponenten bis zu 100 N in Radialrichtung sowie jeweils 50 N in Quer- und Axialrichtung. Das Messprinzip des eingesetzten Kraftsensors basiert auf Dehnmessstreifen, wobei das resultierende Spannungssignal verstärkt werden muss. Mit den verfügbaren Ressourcen können mit dem Kraftsensor mittlere Messraten von 55 Hz realisiert werden, was bei der höchsten Reibgeschwindigkeit von 165 m/s im Durchschnitt einer Kraftmessung pro 2,25 Rotorumdrehungen entspricht. Bei zentrischer Ausrichtung des Metallblechs gegenüber der Rotordrehachse entsprechen die gemessenen Kräfte für die gegebene Prüfstandsgeometrie annähernd den tatsächlichen resultierenden Kontakt- und Reibkräften mit einer Abweichung von 0,014 %. Für eine ausführliche Begründung wird auf den Anhang 8.1 dieser Arbeit verwiesen. Die vom Hersteller angegebene maximale Abweichung der Messgenauigkeit liegt bei 0,2 %. Auf Grund der großen Entfernung vom Reibkontakt von knapp 45 mm ist eine Erhitzung des Kraftsensors in Folge des Reibwärmeeintrags und eine damit verbundene Vergrößerung des Messfehlers auszuschließen.

Für die Erfassung der **Reibtemperaturen** während eines Anstreifvorgangs ist der Einsatz von Infrarot-Thermographie auf Grund der nicht-intrusiven Temperaturmessung und der geringen thermischen Trägheit am besten geeignet [93], [156]. Die Temperaturen der Frontseite der Bleche während des Anstreifvorgangs werden mit Hilfe der Infrarotkamera SC6000 der Firma FLIR gemessen, wobei die Thermokamera senkrecht auf das Blech gerichtet ist (vgl. Abbildung 10). *High Dynamic Range Imaging* (HDRI) wird eingesetzt, um eine möglichst große Temperaturspanne zwischen  $250^\circ\text{C}$  und  $1100^\circ\text{C}$  abdecken zu können. Hierzu werden vier sequentielle Bilder bei unterschiedlichen Integrationszeiten aufgenommen (0,5 ms, 0,16 ms, 0,05 ms und 0,021 ms) und nachträglich zu einem einzelnen Bild zusammengesetzt. Mit dieser Vorgehensweise können 20 HDR Bilder pro Sekunde erfasst werden. Der maximale zeitliche Versatz zwischen den Bildern beträgt dabei 8 ms, was

bei der größten Reibgeschwindigkeit von 165 m/s genau einer Rotorumdrehung entspricht. Dementsprechend können mit den zusammengesetzten Bildern der Thermokamera nur mittlere Blechtemperaturen erfasst werden. Die verwendete Thermokamera-Optik ermöglicht eine örtliche Auflösung von 20 Pixel pro Millimeter. Alle Bleche werden mit einem hitzebeständigen schwarzen Lack beschichtet, um einen homogenen und weitestgehend temperaturunabhängigen Emissionskoeffizienten zu erzielen. Mit Hilfe von so genannten *Non-Uniformity Corrections* an einem schwarzen Strahler aus Kupfer werden die Detektorsignale vorab homogenisiert. Die eigentliche Kalibrierung der Thermokamera erfolgt mit Hilfe eines schwarz lackierten Metallblechs aus V2A Stahl, welches mit einem Thermoelement instrumentiert ist und mit einem Gasbrenner erhitzt wird, um ähnlich hohe Aufheizraten wie beim Anstreifvorgang zu erzielen. Diese Vorgehensweise ermöglicht eine Genauigkeit von  $\pm 25^{\circ}\text{C}$  über den gesamten Temperaturmessbereich, wobei sich der Fehler auf Grund der stark transienten Aufheizung und der Blechdicke nur schwer exakt quantifizieren lässt. Die erzielte Genauigkeit ist jedoch ausreichend für den Verständnisgewinn über die physikalischen Vorgänge und für den Vergleich der Auswirkungen verschiedener Anstreifbedingungen. Für eine ausführlichere Beschreibung der Messprozedur für die Erfassung der Blechtemperaturen mit der Infrarot-Kamera wird auf die Arbeit von Ochs et al. [116] verwiesen.



**Abbildung 10:** Nahansicht der verwendeten Messtechnik (HS =*High-Speed*, IR = Infrarot)

Zwei Hochgeschwindigkeitspyrometer mit einer minimalen nominellen Messdauer von  $70 \mu\text{s}$  werden auf die Oberseite der rotierenden Dichtspitzen gerichtet, um ihre Temperatur zu messen (vgl. Abbildung 10). Bei 165 m/s Reibgeschwindigkeit entspricht dies 114 Temperaturmessungen pro Rotorumdrehung. Somit bieten die Hochgeschwindigkeitspyrometer die einzige Möglichkeit, um Informationen über die Kontaktverhältnisse pro Rotorumdrehung zu erhalten. Das erste HI16 Pyrometer der Firma Sensortherm misst die Infrarotstrahlung im Wellenlängenbereich zwischen  $1,45 \mu\text{m}$  und  $1,8 \mu\text{m}$  und besitzt einen nominellen Temperaturmessbereich von  $300^{\circ}\text{C}$  bis  $900^{\circ}\text{C}$ . Der Wellenlängenbereich des zweiten HL18 Pyrometers der Firma Sensortherm liegt hingegen zwischen  $1,65 \mu\text{m}$  und  $2,1$

$\mu\text{m}$ , wodurch Temperaturen zwischen  $120^\circ\text{C}$  und  $520^\circ\text{C}$  messbar sind. Die eingesetzte Optik ermöglicht minimale Messfleckgrößen von  $0,7\text{ mm}$ . Der fokussierte Messfleck liegt bei allen Versuchen im annähernd rechten Winkel sowie mittig zur Dichtspitzenoberseite.

Aus Platzgründen muss das HI16 in Umfangsrichtung  $16^\circ$ , das HL18  $30^\circ$  hinter dem Reibkontakt angebracht werden (vgl. Abbildung 10). Zwischen HI16 und dem Reibkontakt wird ein den Rotor nicht berührender Funkenabstreifer montiert, um sicherzustellen, dass die Messung der Dichtspitzentemperatur nicht durch die Miterfassung der Infrarotstrahlung von sehr heißen Funken verfälscht wird. Da keine zuverlässigen Daten zum Emissionskoeffizienten der Dichtspitzen verfügbar sind und eine Beschichtung mit schwarzem Lack in der Kontaktzone ausgeschlossen ist, wird für alle Pyrometermessungen ein Emissionsfaktor von eins angenommen. Mit dieser Annahme werden die realen Temperaturen auf der Dichtspitze unterschätzt. Da der Emissionsfaktor für alle Messungen identisch angenommen wird sind qualitative Vergleiche zwischen den Ergebnissen dennoch möglich. Zudem können die ermittelten Temperaturen für den schmalen Wellenlängenbereich mit Hilfe des Strahlungsgesetzes von Stefan-Boltzmann nachträglich für andere Emissionsfaktoren umgerechnet werden. Die Pyrometermessung wird in Abschnitt 5.1.5 im Rahmen der Modellvalidierung näher diskutiert.

Die **radiale Ausdehnung** der Rotorscheibe in Folge der wirkenden Zentrifugallasten und der thermischen Ausdehnung des Rotors wird über einen 1D Lasertriangulationssensor überwacht, welcher von oben auf die radiale Stirnfläche der Scheibe gerichtet ist (vgl. Abbildung 7). Die Erfassung der Rotordehnung ist notwendig zur Bestimmung des Nullpunkts des Kontakts zwischen Blech und Dichtspitze. Gleichzeitig wird auch die **Radialposition der Rotortraverse** kontinuierlich mit Hilfe eines weiteren 1D-Lasertriangulationssensors gemessen (vgl. Abbildung 7 und Abbildung 10). Bei Kenntnis des ursprünglichen Nullpunkts des ersten Rotorkontakts vor dem Anstreifen und der Rotorausdehnung lässt sich so die aktuelle theoretische Überdeckung berechnen. Mit den verfügbaren Ressourcen kann mit den 1D-Lasertriangulationssensoren eine mittlere Messrate von  $90\text{ Hz}$  erzielt werden. Eine ausreichende zeitliche Auflösung der Schwingungen des Prüfstands ist somit nicht möglich, was bei der Interpretation der Messergebnisse zu berücksichtigen ist.

Weitere Messgrößen umfassen die **Rotationsgeschwindigkeit** der Dichtspitze sowie das **Drehmoment**, wobei der Drehmomentsensor zwischen Wellenlagerung und Elektromotor angebracht ist. Dementsprechend werden bei der Drehmomentmessung neben dem Luftwiderstand an der Rotorscheibe auch die Lagerverluste miterfasst. Mit den verfügbaren Messkarten ist es nicht möglich, alle Messgrößen zeitsynchron zu erfassen. Dies erfordert einen erhöhten Aufwand bei der Auswertung der verfügbaren Informationen und muss bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden.

### 3.3 Versuchsdurchführung

Dieses Kapitel umfasst die Beschreibung des Testablaufs in Abschnitt 3.3.1 sowie anschließend die Vorstellung und Diskussion des Versuchsplans in Abschnitt 3.3.2.

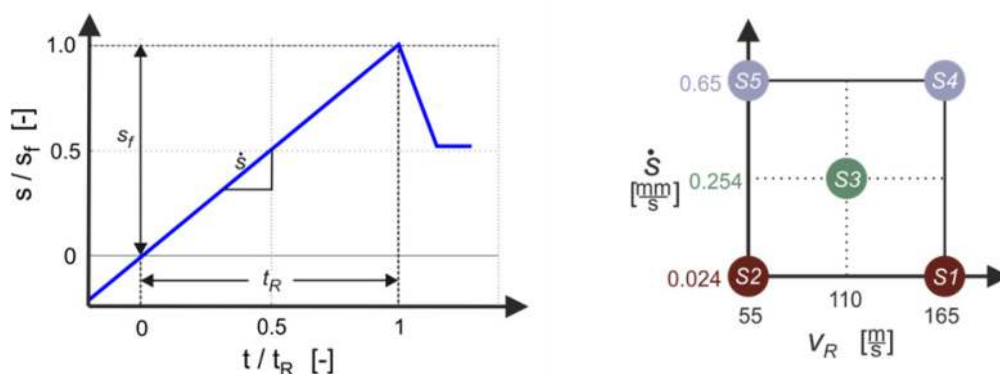
#### 3.3.1 Testablauf

Verschiebungsgesteuerte Anstreifversuche werden durchgeführt, indem das Metallblech über

das Traversensystem radial mit einer nominell konstanten Zustellrate  $\dot{s}$  auf die Dichtspitze zugestellt wird. Ein typischer zeitlicher Verlauf der radialen Zustellung  $s$  bezogen auf die finale Zustelltiefe  $s_f$  ist in Abbildung 11a dargestellt. Vor jedem einzelnen Anstreifversuch wird zunächst die radiale Nullposition zum Schließen des Kontakts zwischen Metallblech und Dichtspitzenoberseite bestimmt, indem das Blech sehr langsam auf die maximale Auslenkung der ruhenden Dichtspitze zubewegt wird. Nach der Nullpunktbestimmung wird die Traverse zum Öffnen des Kontakts zurückgefahren und der Rotor auf die Zieldrehzahl hoch gedreht. Die Messung der Rotordehnung ermöglicht die Erfassung der resultierenden Verschiebung des Kontaktnullpunkts. Sobald beim eigentlichen Anstreifvorgang die finale Zustelltiefe  $s_f$  erreicht ist, wird die Radialtraverse mit  $0,8 \text{ mm/s}$  zurückgezogen, um weiteres Anstreifen zu vermeiden. Aus der Zustellrate  $\dot{s}$  und der finalen Zustelltiefe ergibt sich die Dauer  $t_R$  des Anstreifvorgangs.

Vor jedem Anstreifversuch wird die Dichtspitze mit feinem Schmirgelpapier (Körnung 400) abgeschliffen, um adhäsiv übertragenes Material oder Oxidschichten von vorherigen Anstreifvorgängen zu entfernen. So sind vergleichbare Ausgangsbedingungen für jeden Anstreifvorgang gewährleistet. Jedes Blech wird nur einmal angestreift. Nach zunächst einem bzw. später fünf Anstreifversuchen werden Silikonabdrücke der Dichtspitze an jeweils zwei unveränderten Umfangspositionen angefertigt, um die Veränderung der Dichtspitzengeometrie durch Verschleiß und Schleifen zu erfassen.

Das Gewicht des Metallblechs wird jeweils vor und nach jedem Anstreifversuch mit einer Waage gemessen, um so den Materialabtrag durch Verschleiß zu quantifizieren. Die verwendete Waage besitzt eine Genauigkeit von  $\pm 0,5 \text{ mg}$ , was für alle durchgeführten Anstreifversuche mit paralleler Blechorientierung zu einem durchschnittlichen Fehler von 5,1 % mit Minimalwerten von 1,4 % und Maximalwerten von 17 % führte. Des Weiteren wird der 2D Laser Profils Scanner mit Messkopf LJ-V7060 der Firma Keyence eingesetzt, um das Profil der verschlissenen Bleche über ihre Dicke zu erfassen.



a) Zustellungsprofil

b) Versuchsmatrix Zustellparameter

**Abbildung 11:** Typischer zeitlicher Verlauf der vorgegebenen radialen Blechverschiebung  $s$  für einen Anstreifvorgang (a) und Versuchsmatrix zur Variation der Zustellparameter (b)

Hierzu wird das Blech mit Hilfe eines Mikrometerstelltisches schrittweise um jeweils 1 mm senkrecht zum Profils Scanner verschoben, so dass über die Blechlänge insgesamt 12

Höhenprofile der Kontaktfläche erfassbar sind. Der Profilschanner ist mit weniger als 0,001 % Fehler in der erfassten Tiefe sehr genau, wobei die Reflexion der durch das Anstreifen polierten und somit stark reflektierenden Metalloberflächen gerade bei schräg geneigten Flächen zu fehlenden Messwerten führen kann.

### 3.3.2 Versuchsplan

Die folgenden Parameter werden im Rahmen der durchgeführten Anstreifversuche mit paralleler Blechorientierung variiert, um ein verbessertes Verständnis der physikalischen Vorgänge beim Anstreifen aufzubauen:

- Anstreifbedingungen
  - o Reibgeschwindigkeit  $v_R$
  - o Zustellrate  $\dot{s}$
  - o Finale Zustelltiefe  $s_f$
- Dichtspitzengeometrie
  - o Senkrechte Dichtspitze (D3 und D4)
  - o Geneigte Dichtspitze (D1 und D2)
- Metallblechdicke  $B$ 
  - o 0,4 mm
  - o 0,6 mm

Für jede Kombination von Dichtspitzengeometrie und Blechdicke werden systematisch fünf verschiedene Anstreifsznarien (S1 bis S5) mit verschiedener Zustellrate  $\dot{s}$  (0,024 mm/s, 0,254 mm/s und 0,65 mm/s) und Reibgeschwindigkeit  $v_r$  (55 m/s, 110 m/s und 165 m/s) durchgeführt (siehe Abbildung 11b). Dieser voll-faktorielle Versuchsplan ermöglicht die Erfassung von Wechselwirkungen zwischen den Einflussgrößen. Mit Hilfe des Mittelpunkts (Szenario S3) können nichtlineare Zusammenhänge detektiert werden. Die Zustellrate wird gemäß den Ergebnissen von Laverty et al. annähernd logarithmisch variiert, um einen linearen Zusammenhang mit den resultierenden Anpresskräften erkennen zu können [99].

Jedes Anstreifsznario wird mehrmals wiederholt, um die Wiederholbarkeit der Versuche beurteilen zu können. Während der Anstreifversuche wird die Zustellrate bis zu 4,5 % und die Reibgeschwindigkeit bis zu 0,2 % von den nominellen Werten in Abbildung 11b ab. Weiterhin wird die Zustelltiefe variiert, um den Einfluss der Anstreifdauer und des Gleitwegs auf das abrasive Verschleißverhalten zu bestimmen (nominell 0,5 mm, 1 mm und 1,5 mm).

Zwei verschiedene Blechdicken von 0,4 mm und 0,6 mm werden getestet. Beide Blechdicken sind nicht größer als die Breite der Dichtspitze, so dass sich bei mittiger Ausrichtung des Blechs gegenüber der Dichtspitzenoberseite nur eine einzelne Kontaktfläche ergibt. Dies vereinfacht die Interpretation der gemessenen Kräfte und des Materialverlusts erheblich. Kleinere Blechdicken von 0,2 mm wurden ebenfalls getestet, wobei sich die Bleche jedoch als zu flexibel erwiesen und daher beim Anstreifen bereits bei minimaler Schrägstellung des Blechs von der Dichtspitze abrutschten. Insgesamt wurden im Rahmen dieser Arbeit 88 Anstreifversuche mit paralleler Blechorientierung durchgeführt.

## 3.4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen dargestellt und diskutiert. Diese ermöglichen die Vertiefung des Verständnisses der physikalischen Vorgänge beim Anstreifen zwischen Labyrinthdichtspitze und Metallblech und bilden später die Basis für die Entwicklung und Validierung eines geeigneten Modellierungsansatzes. Der Fokus dieses Kapitels 3 liegt in der zusammenfassenden Darstellung der gewonnenen Messergebnisse, wobei vor allem die Zusammenhänge zwischen dem Verschleißverhalten und den resultierenden Temperaturen bzw. Kräften als Funktion der Anstreifbedingungen von Interesse sind. Eine ausführlichere und zusammenführende Interpretation der Ergebnisse erfolgt erst später in Kapitel 5 dieser Arbeit, wenn die Modellergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen werden und das Modell tiefere Einblicke in das Verhalten des betrachteten Systems ermöglicht. Ein Teil der in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse wurde bereits von Pychynski et al. veröffentlicht [132].

Um einen anschaulichen Überblick über die Messergebnisse zu vermitteln ist das Kapitel nach den verschiedenen Messgrößen gegliedert. Zunächst erfolgt in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 eine ausführliche Darstellung der gemessenen Kräfte und Blechtemperaturen. Anschließend werden in Abschnitt 3.4.3 die mit den Pyrometern gemessenen Dichtspitzen-temperaturen diskutiert. Das Kapitel schließt mit der näheren Betrachtung und Quantifizierung des resultierenden Verschleißes in Abschnitt 3.4.4.

### 3.4.1 Radial- & Querkräfte

Gemessen werden über den Kraftsensor gemäß Abschnitt 3.2.2 unter anderem die resultierende Radialkraft  $F_{rad}$  als auch die resultierende Querkraft  $F_{qu}$ . Diese entsprechen gemäß den Überlegungen in Kapitel 8.1 im Anhang dieser Arbeit annähernd den tatsächlich resultierenden Kontaktkräften  $F_C$  und Reibkräften  $F_R$ . Typische Zeitverläufe der gemessenen resultierenden Radialkraft  $F_{rad}$  und Querkraft  $F_{qu}$  für alle fünf Anstreifsszenarien auf der ersten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe sind in Abbildung 12 dargestellt. Die radiale Zustellung  $s$  ist zur Verdeutlichung der Dauer des Anstreifvorgangs ebenfalls abgebildet. Die Achsenskalierung wurde jeweils angepasst, um die unterschiedlichen Anstreifdauern und Kraftniveaus zu berücksichtigen. Abbildung 12c und Abbildung 12d zeigen beide den resultierenden Kraftverlauf für das Referenzszenario S3. Sie verlaufen insgesamt auf einem sehr ähnlichen Kraftniveau, was einen Eindruck zur Wiederholbarkeit der durchgeführten Versuche vermittelt.

Die während des Anstreifvorgangs gemessenen resultierenden Radial- und Querkräfte weisen zwei typische Phasen auf. Zu Beginn des Anstreifvorgangs ist jeweils eine charakteristische Kraftspitze zu erkennen, welcher eine annähernd stationäre Phase folgt (vgl. beispielsweise Abbildung 12c). Die quasi-stationäre Phase wird nach weniger als einer Sekunde erreicht. Für die Anstreifsszenarien S1 und S2 mit niedriger radialer Zustellrate waren diese Kraftspitzen weniger stark ausgeprägt und zu Beginn des Anstreifvorgangs ist ein vergleichsweise langsamer Anstieg des Kraftniveaus zu erkennen (vgl. Abbildung 12a und Abbildung 12b). Dies gilt insbesondere für Anstreifsszenario S1 mit niedriger Zustellrate und hoher Reibgeschwindigkeit, bei welchem das Kraftniveau zu Beginn des Anstreifvorgangs häufig sogar kurzzeitig abfiel (vgl. Abbildung 12a).

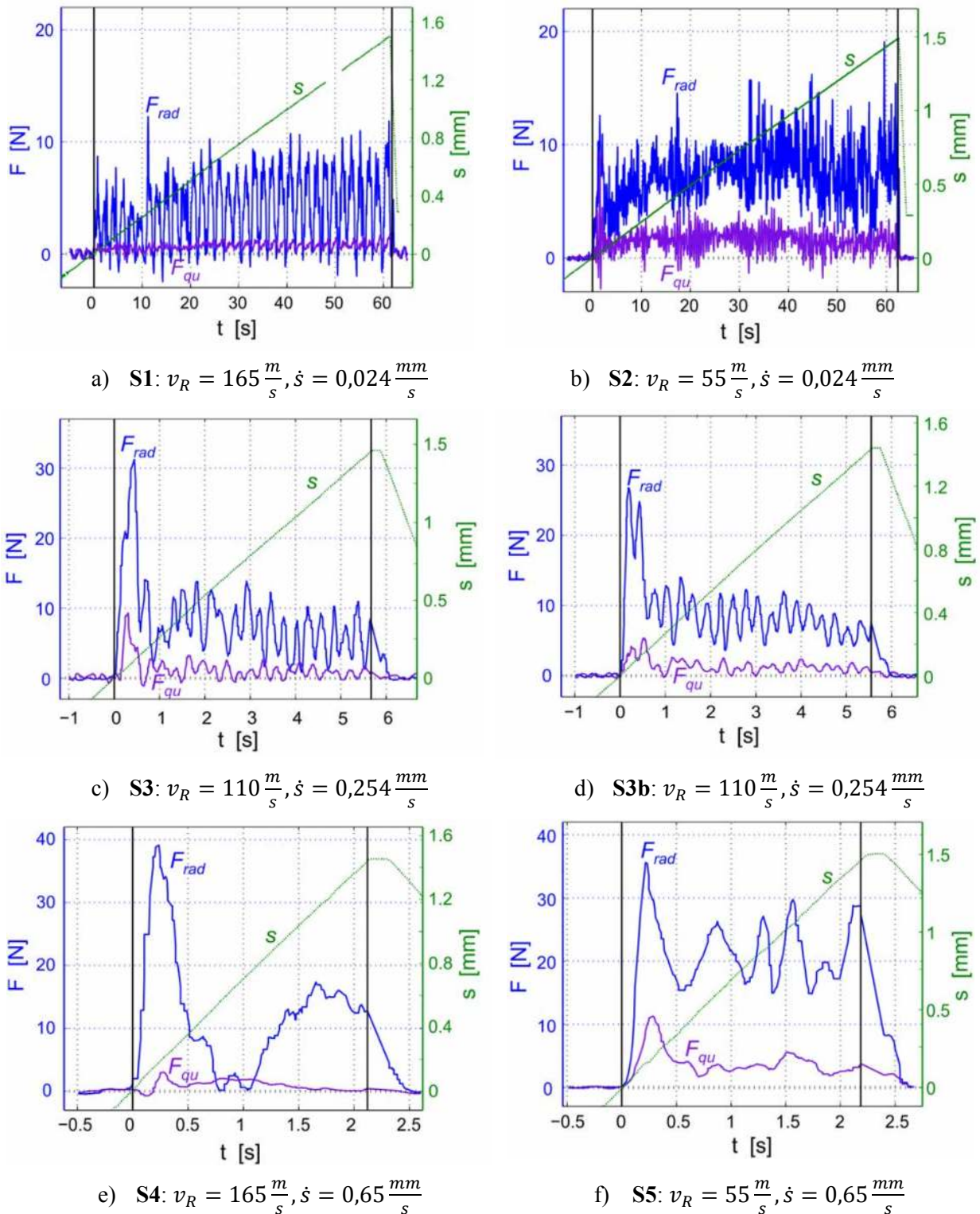
Außerdem konnten bei den Anstreichszenarien S1 und S2 mit Anstreichdauern bis zu 60 s über die Zeit wiederholte Wechsel des Kraftniveaus der resultierenden Kräfte festgestellt werden. Dies gilt insbesondere für das Anstreichszenario S2 mit niedriger Reibgeschwindigkeit und lässt sich auf Veränderungen in den wirkenden Reib- und Verschleißmechanismen zurückführen. Zum Beispiel wurde gerade unter diesen Anstreichbedingungen verstärkt adhäsiver Materialübertrag vom Blech zur Dichtspitze festgestellt. Insgesamt ähneln die gemessenen Kraftverläufe qualitativ den Ergebnissen von Laverty, der Anstreichvorgänge an Schaufelspitzen experimentell untersuchte ([99], vgl. Abschnitt 2.3). Delebarre et al., Dolan et al. und Laverty führten die beobachteten verstärkten zyklischen Schwankungen in den gemessenen Kraftverläufen für niedrige Zustellraten auf tribologische Instabilitäten des Reibkontakts oder sich wiederholende adhäsive Materialübertragungen zurück [39], [49], [99].

Sowohl die gemessenen Radialkräfte als auch die Querkräfte weisen in ihren zeitlichen Verläufen deutlich erkennbare Schwingungen auf. Diese können zum einen auf die Unrundheit des Rotors und auf die niedrige Messrate des Kraftsensors zurückgeführt werden, welche weder konstant noch ausreichend hoch war, um den ungleichmäßigen Kontakt über eine Rotorumdrehung voll aufzulösen. Je nach Zeitpunkt der Kraftmessung ist die Überdeckung demnach unterschiedlich stark ausgeprägt. Zum anderen können die beobachteten Schwankungen auch auf Schwingungen am Prüfstandsaufbau zurückgeführt werden. Sowohl die tatsächliche Zustellung und folglich die resultierenden Kontaktkräfte, als auch die den Kontakt- und Reibkräften überlagerten Trägheitskräfte werden durch diese Prüfstandsschwingungen beeinflusst. Dementsprechend können periodische Schwankungen in den Kraftverläufen bereits vor dem Anstreichvorgang festgestellt werden, wobei ihre Frequenz und Amplitude eine Funktion der Rotordrehzahl ist. Zum Teil wurden auch negative Kräfte erfasst, was auf ein kurzzeitiges Öffnen des Kontakts und überlagerte Trägheitskräfte schließen lässt. Dies ist zum Beispiel für Anstreichszenario S4 mit hoher Zustellrate deutlich erkennbar. Dort wurde trotz der gemessenen Schwankung der Radialkraft mit zwei ausgeprägten Kraftspitzen eine durchgängige resultierende Querkraft gemessen (Abbildung 12e).

Um den Vergleich der gemessenen Kräfte der verschiedenen Anstreichversuche zu vereinfachen und den Einfluss der beobachteten Schwingungen im Kraftverlauf zu eliminieren, bietet sich eine zeitliche Mittelung der zeitabhängigen Kraftverläufe über die komplette Dauer des Anstreichvorgangs an. Weiterhin ermöglicht eine Normalisierung der Kräfte mit der nominellen Kontaktfläche  $A_C$  eine verbesserte Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Blechstärken. Die normalisierte Radialkraft  $p_{rad}$  entspricht annähernd dem nominellen Kontaktdruck, die normalisierte Querkraft  $p_{qu}$  der Reibschubspannung.

Die zeitgemittelten normalisierten Radial- und Querkräfte für alle Anstreichversuche auf der ersten Dichtspitze D1 mit unterschiedlicher finaler Zustelltiefe (0,5 mm, 1 mm, 1,5 mm) sind in Abbildung 13 jeweils für die zwei Blechdicken 0,4 mm und 0,6 mm als Funktion der Anstreichparameter Reibgeschwindigkeit und Zustellrate dargestellt. Neben den Wiederholungsmessungen bei exakt identischen Bedingungen enthalten die Diagramme auch die Variation der finalen Zustelltiefe, wodurch sich jeweils die Gesamtanstreichdauer verändert. Die Streuung der Messpunkte in Abbildung 13 bei gleichen Reibbedingungen ergibt sich somit sowohl aus den Messunsicherheiten und Schwankungen der Einflussgrößen als auch aus dem Effekt der finalen Zustelltiefe, welcher in Kapitel 5 ausführlich diskutiert wird.





**Abbildung 12:** Zeitliche Verläufe der radialen Zustellung  $s$  sowie der resultierenden Radial- und Querkraft für ausgewählte Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe [132]

Die aus den Wiederholversuchen inklusive der Variation der finalen Zustelltiefe ermittelten Standardabweichungen als Maß für die Streuung der zeitgemittelten Kräfte sind in Tabelle 2

zusammengefasst. Die gemittelten Kräfte streuen mit relativen Standardabweichungen zwischen minimal annähernd 0 % für Szenario S2 und maximal 40 % für Szenario S4. Der Großteil der Streuung kann auf den Einfluss der finalen Zustelltiefe zurückgeführt werden, deren Einfluss in Abbildung 13 nicht dargestellt ist.

Auch die bereits diskutierte ungleichmäßige Messfrequenz der Kraftmessung und die damit verbundene unterschiedlich ausgeprägte zeitliche Auflösung der Kraftspitze spielt dabei eine wichtige Rolle. Je geringer die Zustelltiefe und dazugehörige Anstreifdauer, desto empfindlicher wird das zeitliche Mittel der Kraft auf die Anzahl der abgebildeten Kraftspitzen (vgl. Kraftverläufe in Abbildung 12). Weitere Diagramme zur Verdeutlichung des Einflusses der finalen Zustelltiefe befinden sich in Kapitel 8.2 im Anhang. Vor allem die sehr großen Streuungen für die Szenarien S3, S4 und S5 mit deutlich ausgeprägter Kraftspitze zu Beginn des Anstreifvorgangs lassen sich durch den Einfluss der finalen Zustelltiefe erklären. Tatsächlich nehmen die mittleren normalisierten Radial- und Querkräfte für die Szenarien S3, S4 und S5 mit zunehmender Zustelltiefe tendenziell ab, wobei diese Tendenz besonders stark für Szenario S5 ausgeprägt ist (vgl. Kapitel 8.2 im Anhang). Ein umgekehrtes Verhalten konnte für das Anstreifenszenario S1 festgestellt werden, wo die mittleren Normalkräfte mit zunehmender Zustelltiefe und Anstreifdauer leicht zunahm. Ursache für diesen Anstieg ist der bereits diskutierte geringfügige Abfall der Kontaktkräfte zu Beginn des Anstreifvorgangs (vgl. Abbildung 12a).

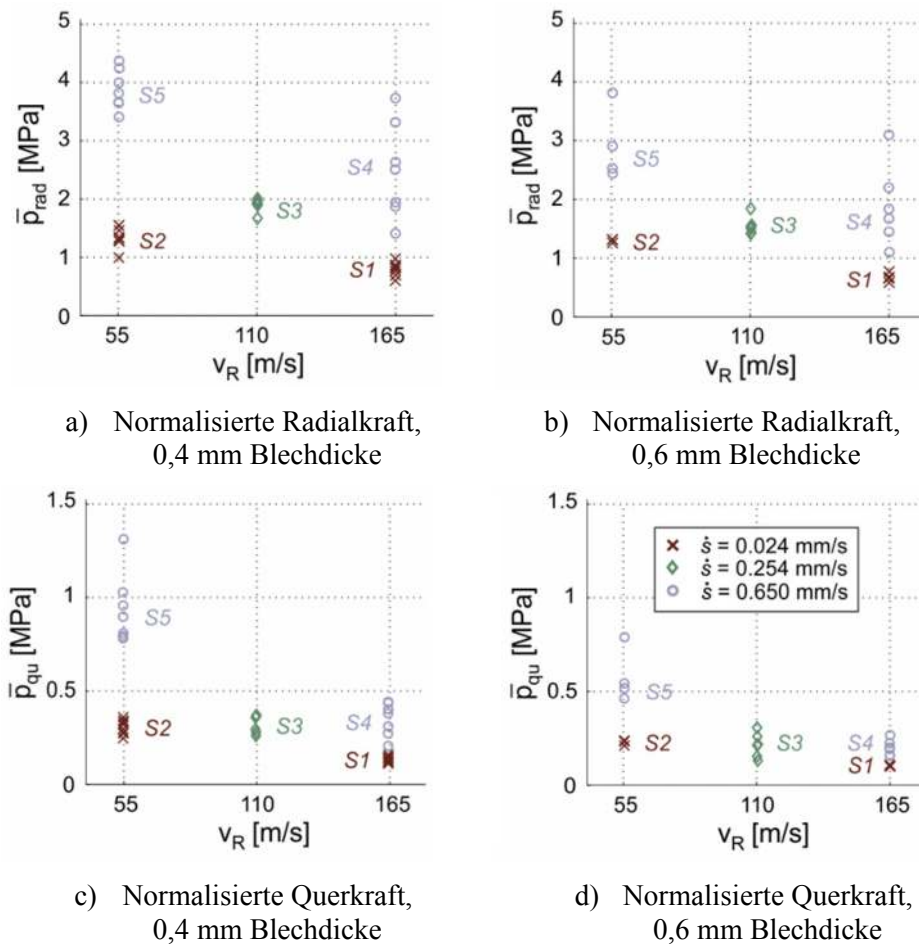
Insgesamt verdeutlichen Abbildung 12 und Abbildung 13, dass die Radial- und Querkräfte mit zunehmender Reibgeschwindigkeit und sinkender radialer Zustellrate abnehmen. Der Einfluss der Reibgeschwindigkeit ist für die normalisierten Querkräfte in Umfangsrichtung stärker ausgeprägt als für die Radialkräfte. Dementsprechend nimmt der durchschnittliche dynamische Reibkoeffizient  $\bar{\mu}$ , der durch das Verhältnis der zeitlich gemittelten Reib- und Kontaktkraft ermittelt wird, mit zunehmender Reibgeschwindigkeit ab (vgl. Abbildung 14a und Abbildung 14b).

$$\bar{\mu} = \frac{\overline{F_R}}{\overline{F_C}} \approx \frac{\overline{F_{qu}}}{\overline{F_{rad}}} \quad (2)$$

Die Abhängigkeit des Reibkoeffizienten von der Reibgeschwindigkeit scheint für höhere Zustellraten noch stärker ausgeprägt zu sein. Ein ähnlicher Abfall des dynamischen Reibkoeffizienten mit steigender Reibgeschwindigkeit wurde auch von Emery et al. bei Anstreifversuchen mit Schaufeln festgestellt [53].

Die mittlere im Reibkontakt freigesetzte flächenspezifische Reibwärme  $\overline{q_R}$ , welche aus dem Produkt der normalisierten Querkraft  $p_{qu}$  und der mittleren Reibgeschwindigkeit  $v_R$  ermittelt wurde, ist in Abbildung 14c und Abbildung 14d dargestellt. Es fällt auf, dass die insgesamt freigesetzte Reibwärmemenge nur leicht mit der Anstreifgeschwindigkeit anzusteigen scheint, obwohl die Reibgeschwindigkeit zwischen Szenario S2/S5 ( $v_R = 55 \text{ m/s}$ ) und S1/S4 ( $v_R = 165 \text{ m/s}$ ) um jeweils einen Faktor drei vergrößert wurde. Die annähernd zentrale Lage der Werte des Referenzszenarios S3 lässt darauf schließen, dass die resultierenden Radialkräfte näherungsweise eine lineare Funktion der Reibgeschwindigkeit und der Zustellrate sind (Abbildung 14c und Abbildung 14d). Insgesamt sind die Einflüsse der Reibbedingungen für beide Blechdicken tendenziell sehr ähnlich, wobei die normalisierten Kräfte für die 0,6 mm dicken Bleche um 15 % bis 20 % niedriger ausfallen. Die Differenz ist besonders ausgeprägt für geringe Reibgeschwindigkeiten und hohe Zustellraten.

Es sei an dieser Stelle anzumerken, dass die mit dem Kraftsensor erfassten Reibkräfte und folglich auch die freigesetzten Reibwärmemengen tendenziell sehr gut mit den über die Drehmomentmesswelle erfassten Reibmomenten und daraus abgeleiteten Reibkräften übereinstimmen (vgl. Kapitel 8.3 im Anhang), wobei hier die Kraftspitze zu Beginn des Anstreichvorgangs weniger stark ausgeprägt war. Die Dämpfung der Spitze ist vermutlich auf die torsionsweiche Kupplung zwischen Rotorwelle und Drehmomentmesswelle zurückzuführen, welche das System vor Überlastung schützt.



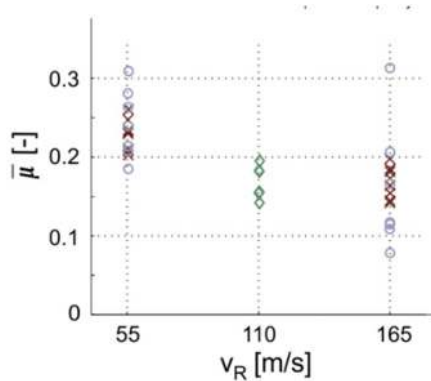
**Abbildung 13:** Mittlere normalisierte Radialkraft (oben) und Querkraft (unten) für alle Anstreichversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen

Die für die anderen Dichtspitzen erfassten zeitgemittelten Kräfte sind in Anhang 8.4 dargestellt. Insgesamt hatte die Geometrie der Dichtspitze keinen signifikanten Einfluss auf die resultierenden Kräfte (vgl. Kapitel 8.4 im Anhang), weshalb insgesamt weniger Wiederholversuche mit Variation der Dichtspitze durchgeführt wurden. Die finale Zustelltiefe wurde aus diesem Grund für die anderen Dichtspitzen ebenfalls konstant gelassen (0,5 mm für Szenario S1 und S2, 1 mm für S3, S4 und S5). Der geringe Effekt der Dichtspitzengeometrie ist vermutlich auf die insgesamt sehr ähnlichen kinematischen Kontaktbedingungen sowie auf die nur sehr geringfügige makroskopische Erwärmung der Dichtspitze zurückzuführen. Der Einfluss der Geometrie auf die Abfuhr der Reibwärme in

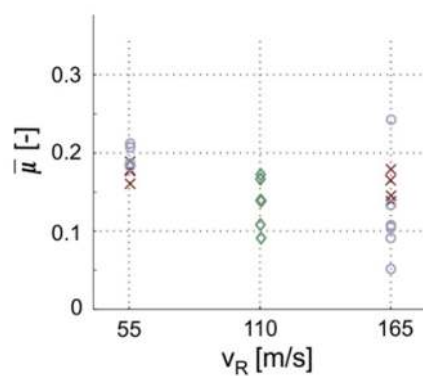
die Dichtspitze und somit auf den gesamten Anstreifvorgang ist daher gering.

**Tabelle 2:** Relative Standardabweichungen für die normalisierten Kontakt- und Reibkräfte sowie für den Reibkoeffizient für alle fünf Anstreifsszenarien auf Dichtspitze D1

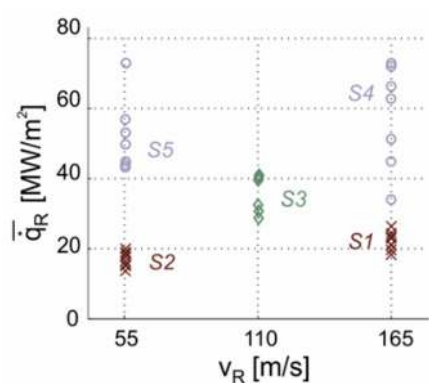
	Blechbreite	Anstreifsszenario				
	B [mm]	S1 [%]	S2 [%]	S3 [%]	S4 [%]	S5 [%]
$p_{rad}$	0,4	14	10	6	35	9
	0,6	11	0	11	40	23
$p_{qu}$	0,4	15	10	14	29	20
	0,6	6	6	35	21	25
$\mu$	0,4	11	7	12	48	18
	0,6	9	6	24	53	10



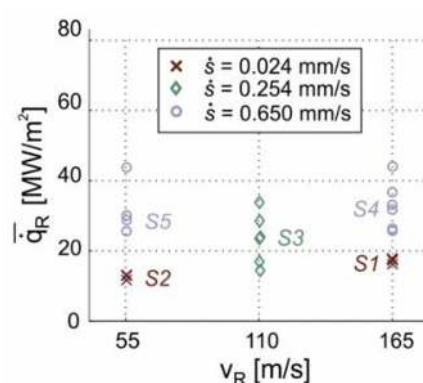
a) Dynamischer Reibkoeffizient, 0,4 mm Blechdicke



b) Dynamischer Reibkoeffizient, 0,6 mm Blechdicke



c) Reibwärmestrom, 0,4 mm Blechdicke



d) Reibwärmestrom, 0,6 mm Blechdicke

**Abbildung 14:** Mittlerer Reibkoeffizient (oben) und freigesetzter flächenspezifischer Reibwärmestrom (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen

### 3.4.2 Blechtemperaturen

Neben den Kräften und dem Verschleiß besitzen auch die aus dem Anstreifvorgang resultierenden Reibtemperaturen einen sehr großen Einfluss auf das Systemverhalten (vgl. Kapitel 2.3). Im folgenden Abschnitt werden die bei den Anstreifversuchen gemessenen Blechtemperaturen dargestellt und kurz diskutiert. Sie dienen später als wichtige Grundlage für die Interpretation des Anstreifverhaltens und der Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Systemgrößen. Die mit der Thermokamera gemessenen Blechtemperaturen  $T_B$  sind sowohl eine Funktion des Ortes als auch der Anstreifdauer  $t$ :

$$T_B = f(x, y, t) \quad (3)$$

wobei  $x$  dem vertikalen Abstand des betrachteten Punkts von der Kontaktfläche und  $y$  der horizontalen Längsposition auf dem Blech entspricht. Pro Pixelzeile, also pro Abstand  $x_i$  von der Kontaktfläche, ermöglicht die eingesetzte Optik der Thermokamera die Erfassung von insgesamt 240 Pixelwerten über die gesamte Blechlänge von 12 mm. Um die visuelle Darstellung der dreidimensionalen Bilddaten sowie einen quantitativen Vergleich der verschiedenen Versuche untereinander zu vereinfachen, bietet sich die Ableitung maximaler und mittlerer Temperaturen pro Zeile  $i$  aus den Temperaturbildern an:

$$T_{B,i}^{mean}(x_i, t) = \frac{\sum_{j=1}^{240} T_B(x_i, y_j, t)}{240} \quad (4)$$

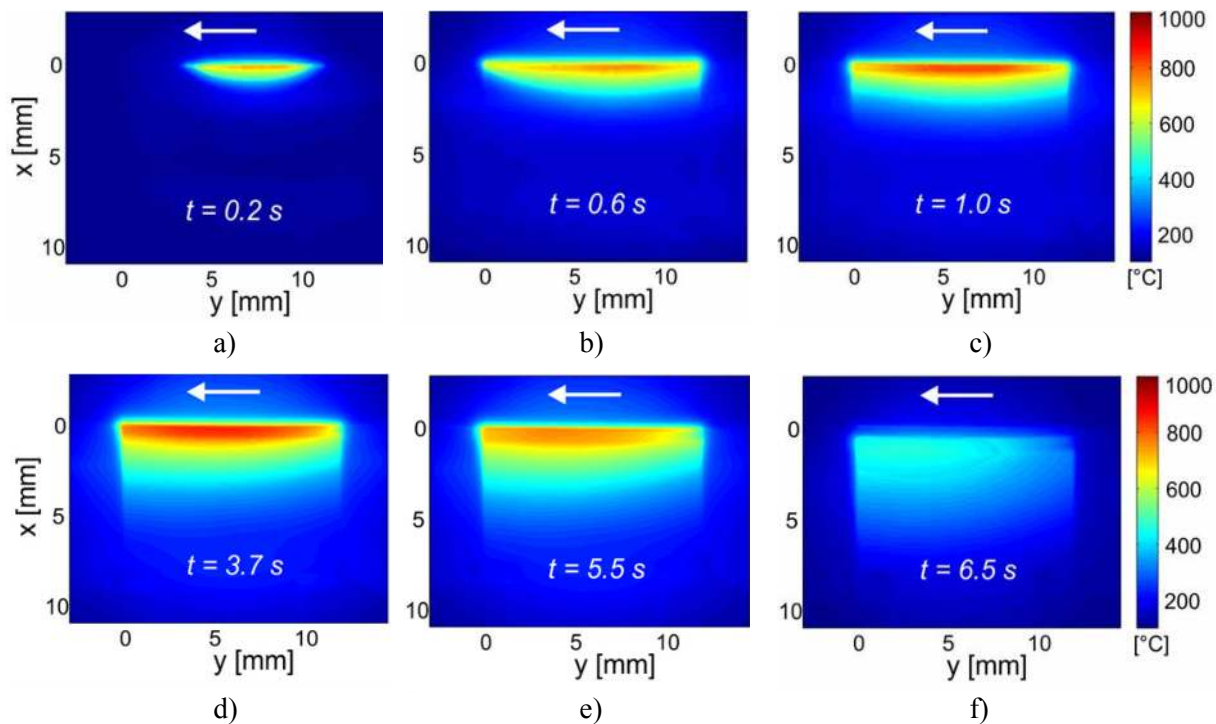
$$T_{B,i}^{max}(x_i, t) = \max\left([T_B(x_i, y_j, t)]_{y=0mm}^{y=12mm}\right) \quad (5)$$

Bei der Datentransformation muss unter anderem berücksichtigt werden, dass sich die Kontaktfläche ( $x = 0 \text{ mm}$ ) auf den Bildern der ruhenden Thermokamera im Laufe des Anstreifvorgangs auf Grund der Temperaturexpansionen des Rotors verschiebt.

Beispiele für die aus der Infrarot-Thermokamera gewonnenen HDR (*High Dynamic Range*) Bilder der Blechtemperaturen sind in Abbildung 15 für verschiedene Zeitpunkte eines einzelnen Anstreifvorgangs im Referenzszenario S3 dargestellt. Die abgebildeten Temperaturfelder sind dem gleichen Anstreifversuch mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe entnommen, dessen Kraftverlauf bereits in Abbildung 12d gezeigt und im vorherigen Kapitel diskutiert wurde. Die Drehrichtung des Rotors ist, wie vom Pfeil angedeutet, von rechts nach links. Die Bilder verdeutlichen, wie sich die Blechtemperaturen räumlich und zeitlich über die Dauer des Anstreifvorgangs entwickeln. Bei zentrischer Ausrichtung vom ebenen Blech gegenüber der runden Dichtspitze ist erst bei einer radialen Zustellung größer als 86  $\mu\text{m}$  mit Anstreifen über die gesamte Blechlänge von 12 mm zu rechnen (vgl. Anhang 8.1). Dies wird durch Abbildung 15a bestätigt. Erst nach 0,34 s Anstreifdauer tritt für das Anstreifenszenario S3 mit einer Zustellrate von 0,254 mm/s Kontakt über die gesamte Blechlänge auf. Toleranzen bei der Blechfertigung und -montage führen dazu, dass der erste Kontakt trotz zentrischer Ausrichtung nicht zwangsläufig in der Blechmitte auftreten muss.

Im weiteren Verlauf des Anstreifvorgangs steigen die Temperaturen in der Kontaktfläche sehr schnell auf ca. 800 °C an, wobei sich die Wärme zunächst transient in das Blechinnere ausbreitet (Abbildung 15b bis Abbildung 15d). Noch vor Ende des Anstreifvorgangs wird im

Blechinneren ein annähernd stationärer thermischer Zustand erreicht, während die Temperatur in der Kontaktfläche selbst etwas zu schwanken scheint (Abbildung 15d und Abbildung 15e). Die sich ausbildenden Blechtemperaturen werden unter anderem von der konvektiven Kühlung beeinflusst, welche je nach Drehgeschwindigkeit der Rotorscheibe unterschiedlich stark ausfällt. Kalte, vom Rotor in Umfangsrichtung verdrallte, Luft trifft von rechts auf das Blech und umströmt dieses. Das HDR-Bild in Abbildung 15f wurde während der Abkühlphase 0,8 s nach dem Ende des Anstreifvorgangs aufgenommen. Es zeigt, dass der konvektive Wärmeübergang auf der rechten Blechseite stärker ausgeprägt ist. Dies kann durch die Wirkung des Staupunkts an der Blechkante, durch die allmähliche Aufheizung der Luft mit zunehmendem Weg in Richtung Kontaktaustritt sowie durch die Grenzschichtentwicklung erklärt werden. Bereits kleine Verkippungen des Blechs relativ zur Umfangsrichtung des Rotors in Folge von Montagetoleranzen können das Strömungsfeld um das Blech und somit auch den konvektiven Wärmeübergang beeinflussen, was zur Streuung der gemessenen Blechtemperaturen und somit auch der anderen erfassten Systemgrößen beitragen kann. Qualitativ ähnliche Thermokamerabilder ergeben sich auch für die anderen Anstreifsznarien S1 bis S5 und sind im Anhang 8.5 abgebildet.



**Abbildung 15:** Beispiel für die mit der IR-Thermokamera gemessenen HDR-Blechtemperaturen für den Anstreifversuch S3b ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ ) auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe für verschiedene Zeitpunkte des Anstreifvorgangs

Die gemäß den Gleichungen (4) und (5) ermittelten zeitlichen Temperaturverläufe in der Kontaktfläche sowie in 1,4 mm Entfernung von der Kontaktfläche sind in Abbildung 16 für alle Anstreifsznarien S1 bis S5 dargestellt. Sie sind jeweils dem gleichen Versuch entnommen wie die Kraftverläufe in Abbildung 12. Die dargestellten mittleren Blech-

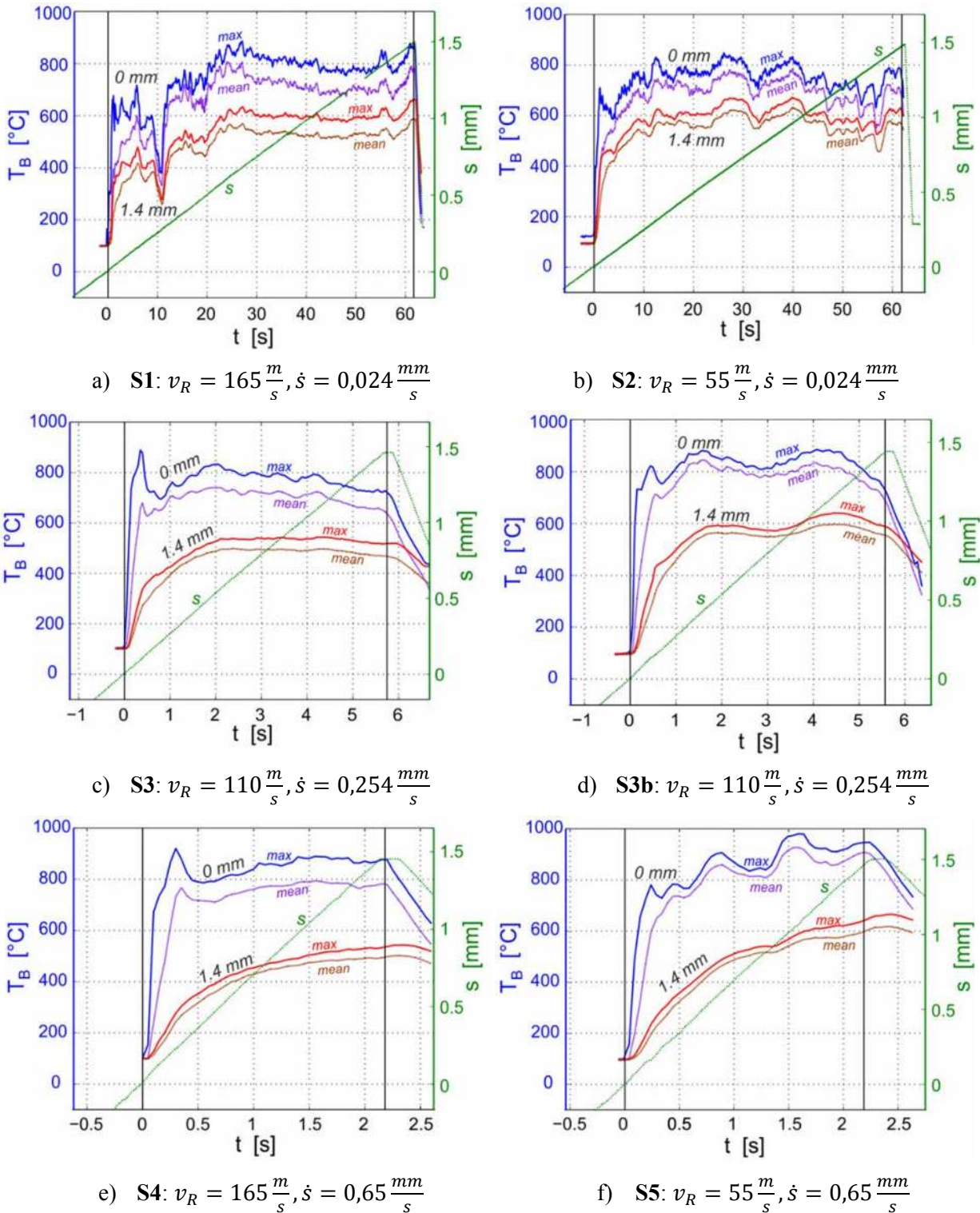
temperaturen  $T_B^{mean}$  liegen für alle Szenarien unterhalb der Maximaltemperaturen  $T_B^{max}$ , wobei die Differenz in der Kontaktfläche etwas stärker ausgeprägt ist als im Blechinneren. Dieser Unterschied ist auf die bereits diskutierte ungleichförmige konvektive Kühlung zurückzuführen, welche einen leicht inhomogenen Verlauf der Blechtemperaturen über die Blechlänge von 12 mm verursacht.

Die Temperaturverläufe in Abbildung 16d entsprechen den eben diskutierten Thermokamerabildern aus Abbildung 15. Sie verdeutlichen noch einmal, dass in der Kontaktzone zwischen Blech und Dichtspitze bereits nach kurzer Zeit sehr hohe Temperaturen entstehen, welche ähnlich den Kraftverläufen nach ca. 0,5 s einen annähernd stationären Zustand mit Maximaltemperaturen um die 800°C erreichen. Die Temperaturspitze zu Beginn des Anstreifvorgangs ist dabei weniger stark ausgeprägt als die in Kapitel 3.4.1 bereits diskutierte Kraftspitze (vgl. Abbildung 12d). Ähnlich den Kraftverläufen weisen auch die Temperaturverläufe zeitliche Schwankungen auf. Diese lassen sich zum einen mit leichten statistischen Schwankungen der Reib- und Verschleißbedingungen über den Anstreifvorgang erklären. Zum anderen muss bei der Interpretation der Thermokamerabilder bedacht werden, dass die erzielte Bildrate von 20 Hz nicht ausreicht, um die Rotorumdrehung voll aufzulösen. Je nach Zeitpunkt der Thermokameramessung und aktuell vorliegender Kontaktsituation sind deshalb Unterschiede in den gemessenen Blechtemperaturen in der Kontaktzone zu erwarten.

Repräsentative, mit dem bisher diskutierten Anstreifversuch (Szenario S3) vergleichbare Temperaturverläufe für alle anderen Anstreifszzenarien sind ebenfalls in Abbildung 16 dargestellt (Dichtspitze D1, 0,4 mm Blechdicke, 1,5 mm finale Zustelltiefe). Die Temperaturverläufe verdeutlichen, dass auch bei den anderen Anstreifszzenarien eine sehr schnelle und starke Aufheizung des Blechs in unmittelbarer Nähe der Kontaktzone auftritt. Für die Anstreifszzenarien S4 und S5 mit hoher Zustellrate ist auf Grund der sehr kurzen Anstreifdauern auch am Ende des Anstreifvorgangs noch kein vollständig stationärer Zustand erreicht, was an den stetig zunehmenden Temperaturen im Blechinneren zu erkennen ist.

Vor allem nahe der Kontaktzone sind bei allen Anstreifszzenarien Temperaturschwankungen erkennbar, welche wie bereits diskutiert auf Veränderungen in den tribologischen Bedingungen und auf Prüfstandsschwingungen zurückgeführt werden können. In 1,4 mm Entfernung sind die Temperaturschwankungen auf Grund der thermischen Trägheit bereits sichtbar gedämpft. Dies gilt insbesondere für die hohen radialen Zustellraten für die Szenarien S3, S4 und S5, welche auf größere Temperaturgradienten schließen lassen. Diese Szenarien zeigen ähnlich den gemessenen Kräften einen kurzen spitzenförmigen Anstieg zu Beginn des Anstreifvorgangs.

Für die geringen Zustellraten in den Anstreifszzenarien S1 und S2 und somit den längeren Anstreifdauern verläuft die Temperaturentwicklung in 1,4 mm Entfernung sehr ähnlich zur Kontaktfläche. Steigen die Temperaturen in der Kontaktfläche in Folge einer erhöhten Freisetzung von Reibwärme, so heizt sich auch das Blechinnere entsprechend auf. Besonders gut erkennbar ist dieser Zusammenhang beispielsweise an Anstreifszzenario S1, bei welchem ähnlich zu den resultierenden Kontaktkräften auch die Temperaturen zu Beginn des Anstreifvorgangs kurzzeitig deutlich abfielen (vgl. Abbildung 12a mit Abbildung 16a). Insgesamt fallen die Schwankungen in den gemessenen Blechtemperaturen deutlich geringer aus als bei den gemessenen Kräften, was auf einen quasi-stationären Reibkontakt hindeutet.



**Abbildung 16:** Zeitliche Verläufe der radialen Zustellung  $s$  sowie der maximalen und mittleren Blechtemperaturen in zwei verschiedenen Abständen von der Kontaktfläche (0 mm und 1,4 mm) für ausgewählte Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke [132]

Um den Einfluss der Anstreifdauer und des konvektiven Wärmeübergangs auf die sich ausbildenden Blechtemperaturprofile als Funktion des Abstands  $x$  von der Kontaktfläche



näher zu untersuchen, werden im Folgenden die über eine definierte Zustelltiefe zeitlich gemittelten Temperaturprofile betrachtet:

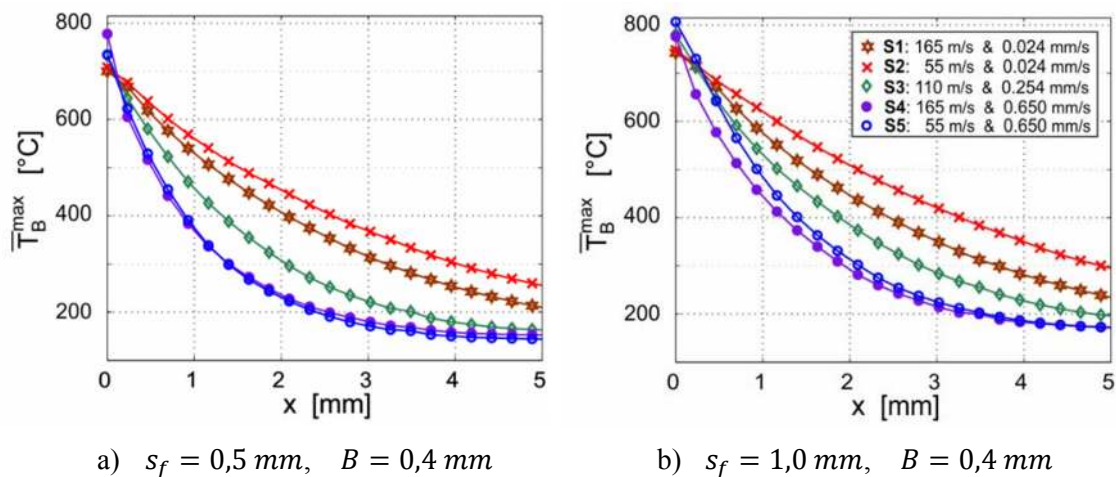
$$\bar{T}_{B,i}^{max}(x_i) = \frac{\sum_{n=1}^{N_t} T_{B,i}^{max}(x_i, t_n)}{N_t} \quad (6)$$

$$\bar{T}_{B,i}^{mean}(x_i) = \frac{\sum_{n=1}^{N_t} T_{B,1}^{mean}(x_i, t_n)}{N_t} \quad (7)$$

Dabei entspricht der Parameter  $N_t$  der Anzahl der Messpunkte über die zu mittelnde Anstreifdauer.

Die zeitgemittelten Profile der maximalen Blechtemperaturen  $\bar{T}_B^{max}$  sind in Abbildung 17 für alle Anstreifversuche auf der ersten Dichtspitze D1 mit Blechdicke 0,4 mm und den Zustelltiefen 0,5 mm und 1,0 mm dargestellt. Die mittleren Temperaturprofile  $\bar{T}_B^{mean}$  verlaufen sehr ähnlich und sind im Anhang 8.6 enthalten. Zwecks Übersichtlichkeit entsprechen die Kurven in Abbildung 17 jeweils dem Median aus allen verfügbaren Wiederholversuchen.

Insgesamt fällt auf, dass die zeitgemittelten Temperaturprofile für die verschiedenen Anstreifsszenarien auf Grund der transienten Aufheizung stark von der Anstreifdauer geprägt sind. Mit zunehmender Anstreifdauer nehmen die Temperaturgradienten zwischen Kontaktzone und Blechinnerem allmählich ab. So liegen beispielsweise die Temperaturprofile für die langen Anstreifdauern bei Szenario S1 und S2 trotz der deutlich geringeren Menge an freigesetzter Reibwärme (vgl. Abbildung 14c) am höchsten.

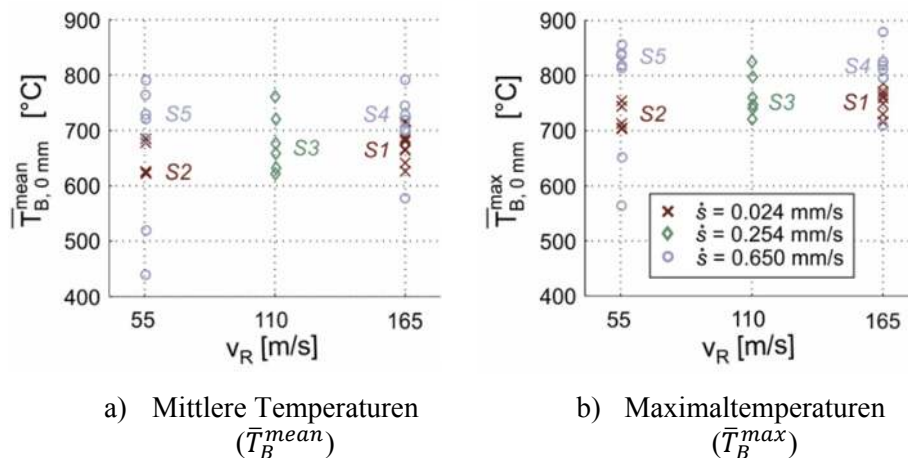


**Abbildung 17:** Zeitgemittelte Temperaturprofile für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 bis 0,5 mm finaler Zustelltiefe (links) und 1 mm finaler Zustelltiefe (rechts) für die Blechdicke 0,4 mm. Jede Kurve entspricht jeweils dem Median aus allen durchgeführten Wiederholversuchen

Weiterhin fällt auf, dass die Blechtemperaturen in unmittelbarer Nähe der Kontaktzone ( $x \approx 0 \text{ mm}$ ) trotz der unterschiedlichen Anstreifbedingungen für alle Anstreifsszenarien sehr

nahe beieinander liegen. Bei der Interpretation der Temperaturprofile muss berücksichtigt werden, dass die mit der Infrarot-Thermokamera gemessenen Temperaturen auf Grund der pilzförmigen plastischen Verformung in der Anstreifzone nicht zwangsläufig den Temperaturen in der eigentlichen Kontaktfläche entsprechen. Dies gilt auf Grund der größeren Masse an plastisch verformtem Werkstoff insbesondere für die 0,6 mm dicken Bleche.

Um die zeitlich gemittelten Temperaturen in der Kontaktfläche näher zu betrachten und um einen Eindruck über die Streuung der Wiederholversuche zu vermitteln, sind in Abbildung 18 die über die gesamte Anstreifdauer zeitlich gemittelten Temperaturen in der Kontaktfläche als Funktion der Anstreifbedingungen abgebildet. Dargestellt sind nur die Ergebnisse für die Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke. Obwohl die Temperaturen in der Kontaktfläche für die verschiedenen Anstreifsznarien sehr ähnlich liegen, sind leichte systematische Unterschiede erkennbar. Für die Anstreifversuche mit hoher Zustellrate (S4 und S5) liegen die Temperaturen sichtbar höher als für die Versuche mit geringer Zustellrate (S1 und S2). Die Diagramme in Abbildung 18 verdeutlichen außerdem, dass die Reibgeschwindigkeit bei gleichbleibender Zustellrate keinen signifikanten Einfluss auf die sich in der Kontaktfläche ausbildenden Temperaturen besitzt, obwohl die Reibgeschwindigkeit die insgesamt freigesetzte Reibwärme direkt beeinflusst.



**Abbildung 18:** Über die volle Anstreifdauer zeitgemittelte mittlere (links) und maximale Blechtemperatur in der Kontaktfläche ( $x = 0$  mm) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke

Weiterhin zeigen die Diagramme in Abbildung 18 insgesamt eine gute Wiederholbarkeit, obwohl die Anstreifdauer nicht über alle dargestellten Versuche identisch war. Dies lässt darauf schließen, dass die Temperaturen in der Kontaktfläche bereits nach sehr kurzer Zeit einen annähernd stationären Zustand erreichen. Dennoch lässt sich ein Großteil der Streuung mit der Anstreifdauer und den leicht unterschiedlichen Kontaktkräften erklären. Gerade bei den Anstreifversuchen mit höheren Zustellraten (S3, S4 und S5) steigen die Temperaturen mit zunehmender Anstreifdauer leicht an, da die maximalen Temperaturen bei diesen Anstreifsznarien erst nach ungefähr 0,5 s Anstreifdauer erreicht werden. Dies beeinflusst die zeitlich gemittelten Temperaturen. Passend hierzu lassen sich die Ausreißer bei den mittleren

Temperaturen in Abbildung 18 bei hohen Zustellraten (S4 und S5) auf die extrem kurze Anstreifdauer von nur 0,77 s zurückzuführen, welche sich bei einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm ergibt.

Insgesamt bieten die mit der Thermokamera erfassten Temperaturprofile auf der Frontseite der Bleche wichtige Einblicke in die physikalischen Vorgänge beim Anstreifen zwischen einer Labyrinthdichtspitze und dem Doppelsteg einer Honigwabenzelle.

### 3.4.3 Dichtspitzentemperaturen

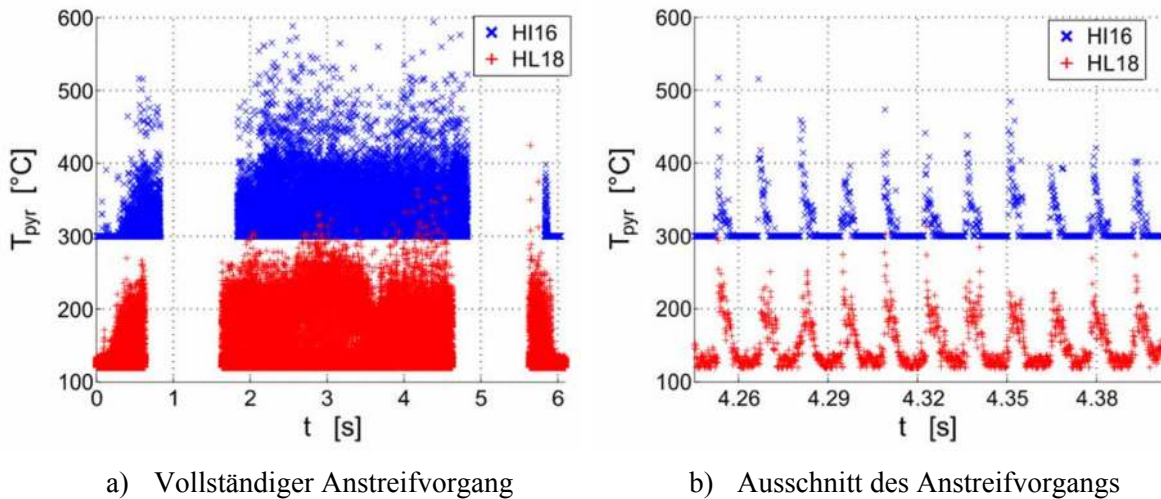
Im Folgenden werden die Temperaturmessungen auf der Dichtspitze mit den Hochgeschwindigkeitspyrometern diskutiert. Ein Beispiel eines gemessenen Temperaturverlaufs für den gesamten Anstreifvorgang von Referenzszenario S3b ist für beide eingesetzte, zeitlich nicht synchronisierte Pyrometer in Abbildung 19a dargestellt. Die Lücke in den erfassten Temperaturen ist auf die hohe Messrate von knapp 14 kHz zurückzuführen, welche zwischenzeitlich zu einer Überschreitung der Zwischenspeicherkapazität der eingesetzten Pyrometer führte. Bei der Interpretation der gemessenen Pyrometertemperaturen muss beachtet werden, dass die vom Pyrometer angegebenen Temperaturen nicht direkt der tatsächlichen mittleren Temperatur der Dichtspitzenoberfläche entspricht. Auf Grund der starken nichtlinearen Abhängigkeit der Strahlungsdichte von der Objekttemperatur fallen die sehr heißen Blitztemperaturen deutlich stärker ins Gewicht. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 5.1.5 dieser Arbeit näher betrachtet. Auch der Einfluss der Wellenlängen- und vor allem der Temperaturabhängigkeit des Emissionskoeffizienten der Reibfläche erschwert die Interpretation der gemessenen Pyrometertemperaturen.

Insgesamt ist ersichtlich, dass die auf der Dichtspitze gemessenen Temperaturen zu Beginn des Anstreifvorgangs schnell ansteigen und einen quasi-stationären Zustand zu erreichen scheinen (Abbildung 19a). Ein kleinerer Zeitausschnitt der gemessenen Pyrometertemperaturen über insgesamt elf Rotorumdrehungen verdeutlicht, dass über eine vollständige Rotorumdrehung mit in diesem Fall 12 ms Umdrehungsdauer der Anstreifvorgang nicht kontinuierlich stattfindet (Abbildung 19b). Stattdessen können erhöhte Temperaturen auf der Dichtspitze nur über ein Umfangssegment  $\varphi_{ec}$  festgestellt werden. Als mögliche Ursache für die Temperaturspitzen pro Umdrehung ist die Unrundheit des Rotorprofils zu nennen, wodurch sich je nach Rotationsgeschwindigkeit und Zustellrate unterschiedlich große Interaktionsbereiche zwischen Dichtspitze und Blech ergeben. Auch Schwingungen am Prüfstand können die Größe des am Reibkontakt beteiligten Umfangssegments beeinflussen. Qualitativ ähnliche Temperaturverhältnisse zwischen den beiden Pyrometern sowie ähnliche qualitative Zeitverläufe mit regelmäßigen Temperaturspitzen pro Rotorumdrehung konnten auch für die anderen Anstreifsznarien festgestellt werden.

Insgesamt lässt sich die Abhängigkeit der Größe des Kontaktbereichs  $\varphi_{ec}$  auf Basis der verfügbaren Daten nicht zuverlässig als Funktion der Anstreifbedingungen bestimmen. Dies ist vor allem auf die Mindestgrenze der Detektoren der Pyrometer zurückzuführen, unterhalb derer keine Strahlung erfasst werden kann. Teilweise treten pro Rotorumdrehung mehrere einzelne, sehr nahe beieinander liegende Temperaturspitzen auf. Da auf Grund der Mindestgrenze unklar ist, in wie fern diese zu einer einzelnen Temperaturspitze zusammengeführt werden können, lässt sich die Spitzenbreite nicht eindeutig quantifizieren. Eine Analyse der Abstände zwischen den Temperaturspitzen lässt jedoch eine

durchschnittliche Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  von ungefähr 15% des Rotorumfangs für alle Anstreifsznarien vermuten (vgl. Kapitel 8.7 im Anhang).

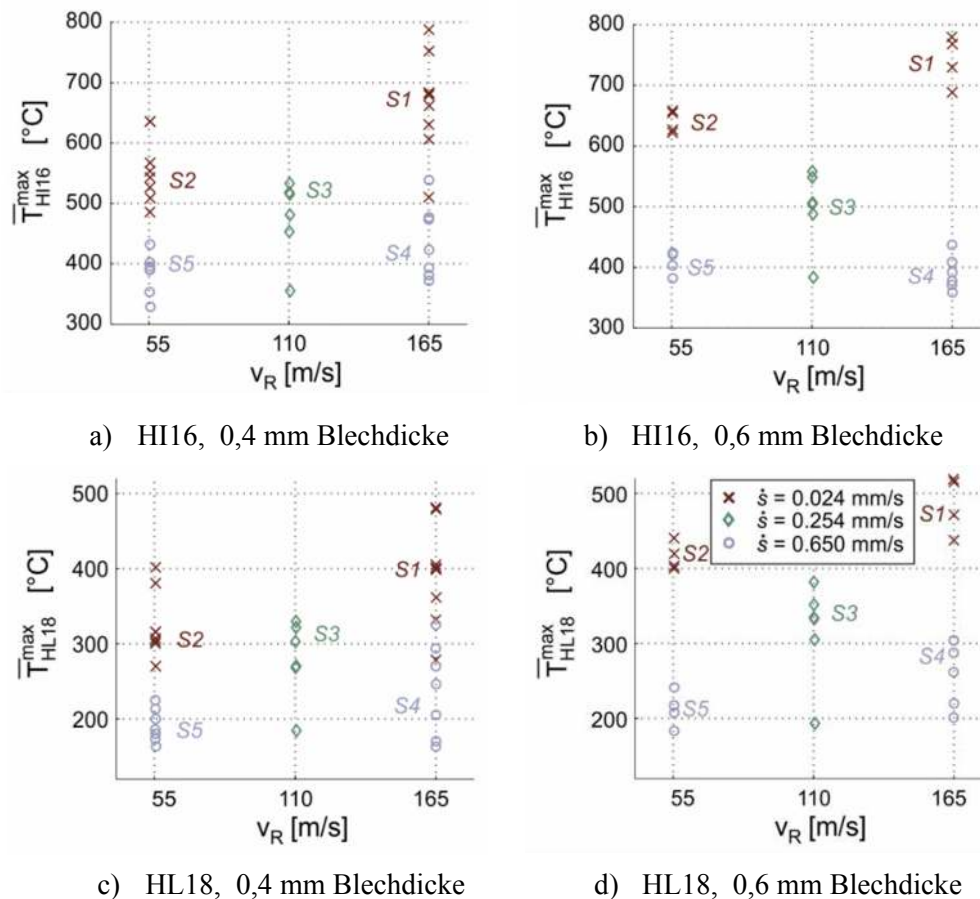
Die über die gesamte Anstreifdauer gemittelten Maximalwerte der Temperaturspitzen  $\bar{T}_{Py}^{max}$  für alle Anstreifversuche auf der ersten Dichtspitze sind in Abbildung 20 je Pyrometer und Blechdicke als Funktion der Anstreifbedingungen dargestellt. Die Streuung lässt sich zumindest teilweise auf die finale Zustelltiefe zurückführen, wobei längere Anstreifdauern zu höheren Pyrometertemperaturen führten.



**Abbildung 19:** Ausgewählte Ergebnisse der Temperaturmessungen mit den Hochgeschwindigkeitspyrometern für das Anstreifsznario S3b auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke und 1,5 mm finaler Zustelltiefe

Insgesamt nehmen die Maximaltemperaturen mit zunehmender Reibgeschwindigkeit zu und mit zunehmender radialer Zustellrate ab. Die gleichen Tendenzen lassen sich ebenfalls für die mittleren Spitzentemperaturen (vgl. Kapitel 8.8 im Anhang) und für beide Pyrometer beobachten. Zwischen den beiden Pyrometern sind jedoch deutliche Differenzen in den Absolutwerten der erfassten Temperaturen zwischen 150°C und 250°C zu erkennen. Dieser Unterschied ist vermutlich auf den unterschiedlichen Abstand beider Pyrometer von der Kontaktzone zurückzuführen. Der größere Abstand in Umfangsrichtung des HL18 Pyrometers von der Kontaktzone gibt den sehr heißen Blitztemperaturen mehr Zeit zum Abkühlen durch Konvektion, Strahlung oder durch Wärmeleitung ins Innere der Dichtspitze. Dieser Effekt wird überlagert durch die Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit des Emissionskoeffizienten, welche nur schwer quantifizierbar ist.

Die Anstreifversuche mit einer größeren Blechdicke von 0,6 mm führten trotz den in Kapitel 3.4.1 beobachteten geringeren Kontaktdrücken zu insgesamt leicht höheren Pyrometertemperaturen (siehe Abbildung 20b und Abbildung 20d). Sowohl der reduzierende Einfluss der Zustellrate als auch der Blechdicke auf die Pyrometertemperaturen ist überraschend, da zunehmende Kontaktdrücke zu einer Vergrößerung der mikroskopisch kleinen Kontaktflächen führen sollte. Dieser Aspekt wird in Kapitel 4.3.5 dieser Arbeit im Rahmen der Modellentwicklung näher betrachtet.



**Abbildung 20:** Maximale Temperaturen pro Rotorumdrehung als Funktion der Anstreifbedingungen für beide Pyrometer HI16 (oben) und HI18 (unten) sowie für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) für alle finalen Zustelltiefen (jeweils gemittelt über die 100 größten Werte)

### 3.4.4 Verschleiß

Eine ausreichend hohe Verschleißbarkeit des Einlaufbelags ist eine maßgebende Voraussetzung für die Funktionalität von Einlaufsystemen (vgl. Kapitel 2.1.2). Kenntnisse über die wirkenden Verschleißmechanismen und deren Abhängigkeit von den Anstreifbedingungen sind daher unabdingbar. Im folgenden Abschnitt werden die bei den Anstreifversuchen beobachteten Verschleißmechanismen näher betrachtet und deren Abhängigkeit von den Einflussgrößen diskutiert. Allen durchgeführten Anstreifversuchen ist gemeinsam, dass neben einem Gewichtsverlust sehr starke pilzförmige plastische Verformungen der Bleche festgestellt werden konnten. Letztere lassen auf sehr hohe Reibtemperaturen in der Kontaktregion schließen, welche einen starken Abfall der Fließgrenze des Werkstoffs verursachen. Ein typisches Verschleißbild des Metallblechs mit starker pilzförmiger Verformung der Kontaktfläche ist in Abbildung 21a für das AnstreifszENARIO S3 ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $\dot{s} = 0,254 \text{ mm/s}$ ) dargestellt.

Um die mittlere totale Verschleißtiefe der Bleche  $\bar{w}_{tot}$  am Ende des Anstreifvorgangs zu quantifizieren, wird das resultierende Blechprofil der Kontaktfläche an mehreren Querschnitten mit einem 2D-Laserprofilscanner abgescannt. Ein typisches, mit dem

Laserprofilscanner erfasstes, Blechprofil ist in Abbildung 21b am Beispiel von AnstreifszENARIO S3 dargestellt, wobei die unteren Punkte dem Profil nach dem Anstreifvorgang entsprechen. Aus dem Unterschied der mittleren Blechhöhe vor und nach dem Anstreifvorgang lässt sich die mittlere Gesamtverschleißhöhe des Blechs  $\bar{w}_{tot}$  bestimmen. Sie ist etwas größer als die finale Zustelltiefe, was vermutlich auf die thermische Ausdehnung der Reibpartner während des Anstreifvorgangs zurückzuführen ist. Neben dem totalen Verschleiß lässt sich auch der gemessene Gewichtsverlust  $\Delta m$  in eine äquivalente mittlere Verschleißtiefe  $\bar{w}_{GV}$  senkrecht zur Kontaktfläche umrechnen:

$$\bar{w}_{GV} = \frac{\Delta m}{\rho \cdot A_C} \quad (8)$$

Dabei entspricht der Parameter  $\rho$  der Werkstoffdichte und  $A_C$  der nominellen Kontaktfläche. Der materialabtragende Verschleiß ist zum einen auf abrasive Verschleißmechanismen zurückzuführen. Zum anderen kann jedoch auch adhäsiver Materialübertrag zu einer Gewichtsänderung der Reibpartner führen. Mit Hilfe der Verschleißtiefen ergibt sich die äquivalente mittlere Verschleißhöhe des plastischen Verschleißes gemäß Abbildung 21a wie folgt:

$$\bar{w}_{pl} = \bar{w}_{tot} - \bar{w}_{GV} \quad (9)$$

Es muss darauf hingewiesen werden, dass diese Größen dem finalen Zustand des Blechs entsprechen und die integrale Summe aller während des Anstreifvorgangs stattfindenden Verschleißprozesse darstellen. Es lassen sich daher nur mittlere Verschleißraten über die gesamte Anstreifdauer  $t_R$  bestimmen:

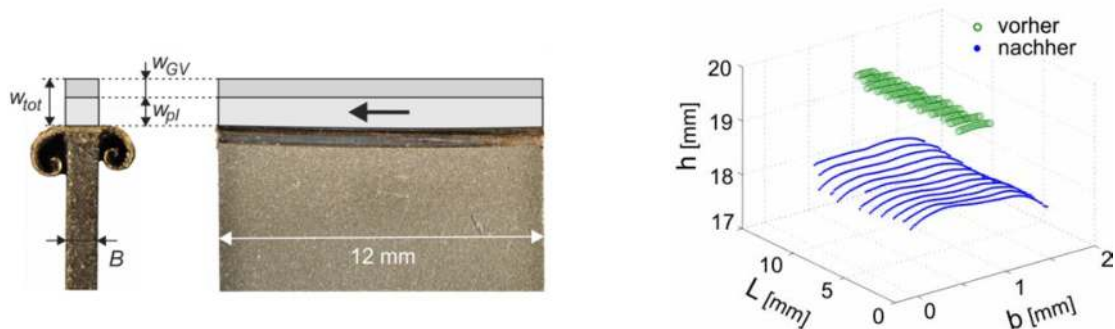
$$\bar{\bar{w}}_{pl/GV/tot} = \frac{\bar{w}_{pl/GV/tot}}{t_R} \quad (10)$$

Ähnliche pilzförmige plastische Verformungen der Bleche konnten auch Ghasripoor et al. und Herrmann et al. an statorseitigen Labyrinthdichtstreifen feststellen, die gegen eine glatte Rotoroberfläche angestreift wurden [66], [67], [78]. Auch von Sporer und Shiembob gezeigte Nahaufnahmen von angestrichenen Honigwabeneinlaufbelägen lassen ähnliche pilzartige plastische Verformungen der Blechwände vermuten [147]. Dies gilt insbesondere für die doppelten Wandstärken an den Verbindungsstellen der einzelnen Honigwabenbleche, welche durch die Anstreifversuche am einzelnen Metallblech mit paralleler Orientierung zur Dichtspitze in dieser Arbeit nachgebildet werden.

Des Weiteren zeigte die nachträgliche Betrachtung der Reibfläche am Blech im Lichtmikroskop kleine, zufällig verteilte Schweißperlen, die auf der Oberfläche haften. Diese lassen auf sehr hohe lokale Temperaturen um die 1200 °C in der Kontaktfläche während des Anstreifvorgangs schließen und decken sich mit den qualitativen Beobachtungen von Söhngen sowie von Sporer und Shiembob [144], [145], [147].

Im Gegensatz zum Blech war auf der unbeschichteten Dichtspitze in Folge des Anstreifvorgangs kein signifikanter Verschleiß erkennbar. Lediglich adhäsiver Materialübertrag von der Dichtspitze auf das Blech konnte zum Teil festgestellt werden. Dieser Materialübertrag war besonders stark ausgeprägt für die Anstreifversuche mit niedriger Reibgeschwindigkeit und hoher Zustellrate und lässt sich vermutlich mit den hohen Kontaktdrücken sowie der längeren Aufenthaltsdauer eines Materialpunkts des Rotors in der

Kontaktzone erklären.



a) Typisches Verschleißbild des Metallblechs mit pilzförmiger plastischer Verformung

b) Typisches mit dem Laserprofilscanner erfasstes Blechprofil vor (oben) und nach (unten) dem Anstreifvorgang

**Abbildung 21:** Typisches Verschleißbild (a) und gemessenes Blechprofil (b) für AnstreifszENARIO S3 auf Dichtspitze D1 mit 1,5 mm finaler Zustelltiefe

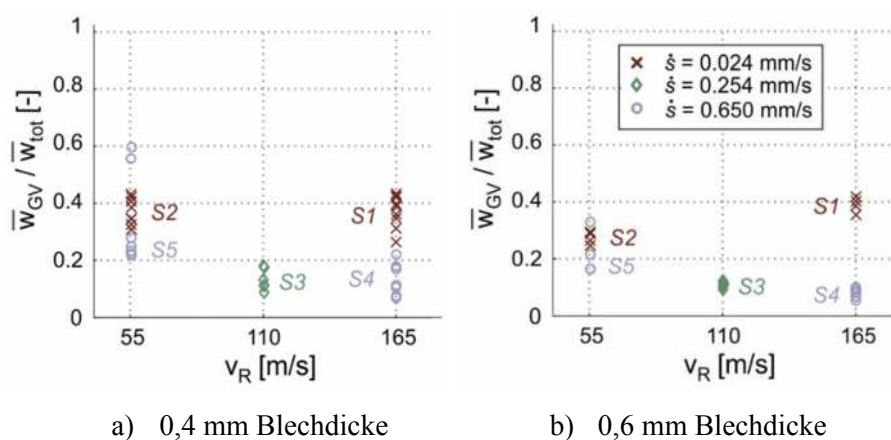
Das Verhältnis der mittleren Verschleißtiefe  $\bar{w}_{GV}$  durch Materialabtrag zur mittleren Gesamtverschleißtiefe  $\bar{w}_{tot}$  ist in Abbildung 22 für alle durchgeführten Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 als Funktion der Anstreifbedingungen dargestellt. Dieses Verhältnis ist äquivalent zum Verhältnis der mittleren Verschleißraten. Die dazugehörigen Standardabweichungen als Maß für die Streuung der Wiederholungsmessungen inklusive Variation der finalen Zustelltiefe sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Insgesamt fällt auf, dass die Streuung für die Blechdicke 0,6 mm deutlich geringer ausfällt. Dies liegt unter anderem daran, dass die größere Blechdicke zu einem höheren absoluten Gewichtsverlust führte, wodurch mit der verwendeten Waage eine höhere Messgenauigkeit erzielt werden konnte. Neben der Messunsicherheit lässt sich ein Teil der Streuung ähnlich wie bei den Kontaktkräften in Abschnitt 3.4.1 durch die finale Zustelltiefe erklären.

Das Verschleißverhältnis nimmt für die AnstreifszENARIEN S2, S3, S4 und S5 tendenziell ab für höhere Zustelltiefen. Der verstärkte materialabtragende Verschleißanteil für niedrige Zustelltiefen und somit geringere Anstreifdauern ist besonders stark für das AnstreifszENARIO S5 ausgeprägt, wodurch sich auch die überdurchschnittlich hohe Streuung der Messwerte erklären lässt (vgl. Tabelle 3). Zum Beispiel entsprechen die zwei Ausreißer nach oben für Szenario S5 ( $v_R = 55 \text{ m/s}$ ,  $\dot{s} = 0,65 \text{ mm/s}$ ) für die Blechdicke 0,4 mm jeweils einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm (siehe Abbildung 22a). Wie in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2 erläutert, liegen für diese Punkte auch der mittlere Kontaktdruck überdurchschnittlich hoch bzw. die mittleren Blechtemperaturen in der Kontaktzone deutlich niedriger als bei den höheren Zustelltiefen. Unter diesen Anstreifbedingungen tritt verstärkt materialabtragender Verschleiß auf, weshalb das Verschleißverhältnis deutlich höher ausfällt. Bei den AnstreifszENARIEN S3 und S4 liegen die Temperaturprofile hingegen viel näher beisammen, weshalb auch die Unterschiede in den Verschleißverhältnissen geringer ausfallen. Wie bereits bei den Kontaktkräften beobachtet, nahm bei Szenario S1 das Verschleißverhältnis im Gegensatz zu den anderen Anstreifbedingungen mit der finalen Zustelltiefe tendenziell zu. Diese Tendenz kann darauf zurückgeführt werden, dass wie bereits in den vorherigen

Abschnitten diskutiert die Kontaktkräfte und Blechtemperaturen zu Beginn des Anstreifvorgangs zunächst kurzzeitig abfallen (vgl. Abbildung 12 und Abbildung 16). Die hier diskutierten Zusammenhänge verdeutlichen die starke Wechselwirkung zwischen Kontaktdruck, Reibschubspannung, Anstreifdauer, Blechtemperatur und Verschleißverhältnis.

Die Verschleißverhältnisse kleiner 0,5 in Abbildung 22 deuten darauf hin, dass der plastische Verschleißanteil für alle durchgeführten Versuche dominierte. Die plastischen Verformungen spielen demnach eine wichtige Rolle beim Anstreifverhalten von Honigwabeneinlaufbelägen, wobei der Anteil stark von den eingesetzten Werkstoffen abhängt. Des Weiteren ist ersichtlich, dass der materialabtragende Verschleiß bei den Anstreifversuchen mit geringer Zustellrate (S1 und S2) größer ausfällt, was bereits von Chupp et al. beim Anstreifen von Schaufelspitzen gegen Honigwabeneinlaufbeläge beobachtet werden konnte [27]. Für höhere Zustellraten (S3, S4 und S5) nimmt der Anteil des abrasiven Verschleißes mit zunehmender Reibgeschwindigkeit ab. Ein ähnlicher Trend wurde auch von Delebarre et al. bei Anstreifversuchen zwischen einer Labyrinthdichtspitze und einer thermisch aufgespritzten Schicht festgestellt [39]. Die Lage der mittleren Verschleißverhältnisse aus abrasivem und plastischem Verschleiß für das Referenzszenario S3 ( $v_R = 110 \text{ m/s}$  und  $\dot{s} = 0,254 \text{ mm/s}$ ) lässt darauf schließen, dass die Aufteilung des Verschleißes keine lineare Funktion der Reibbedingungen ist.

Abgesehen von der unterschiedlich stark ausgeprägten Streuung sind keine signifikanten Unterschiede zwischen den Blechdicken 0,4 mm und 0,6 mm erkennbar. Während für niedrige Zustellraten (S1 und S2) für die Blechdicke von 0,6 mm ein leichter Anstieg des Verschleißverhältnisses mit zunehmender Reibgeschwindigkeit erkennbar ist, ist für die höheren Zustellraten eine schwache umgekehrte Tendenz ersichtlich. Eine klare Aussage ist auf Grund der größeren Messunsicherheit für die 0,4 mm dicken Bleche nicht möglich. Ähnlich wie bei den Kontaktkräften konnte auch für das Verschleißverhältnis kein signifikanter Effekt der Dichtspitzengeometrie festgestellt werden. Insgesamt ergeben sich für die anderen Dichtspitzen die gleichen Tendenzen wie bei den restlichen Anstreifversuchen (vgl. Kapitel 8.9 im Anhang).



**Abbildung 22:** Verschleißverhältnis für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen



**Tabelle 3:** Relative Standardabweichungen für das Verschleißverhältnis für alle fünf Anstreifsznarien auf Dichtspitze D1

	<b>B [mm]</b>	<b>S1 [%]</b>	<b>S2 [%]</b>	<b>S3 [%]</b>	<b>S4 [%]</b>	<b>S5 [%]</b>
$\bar{w}_{GV}$	0,4	16	15	29	44	21
$\bar{w}_{tot}$	0,6	8	8	10	40	37

### 3.5 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse

Die durchgeführten Anstreifversuche mit paralleler Blechorientierung verdeutlichen die sehr starke Wechselwirkung zwischen den Kontaktkräften, den Reibtemperaturen und dem Verschleißverhalten des Systems. Besonders die mit der Thermokamera erfassten Temperaturen des Metallblechs in der Kontaktzone erwiesen sich als eine sehr wichtige Einflussgröße. Sie lagen bei allen Anstreifsznarien um die 800°C, was auf Grund der bei dieser Temperatur stark reduzierten Fließgrenze zu einem hohen plastischen Verschleiß der Metallbleche in Form einer pilzartigen Deformation führte. An der vergleichsweise deutlich kühleren Dichtspitze konnte bei den untersuchten Bedingungen hingegen kein signifikanter Verschleiß in Folge des Anstreifvorgangs festgestellt werden.

Die zeitlichen Verläufe der betrachteten Kontaktkräfte und Reibtemperaturen lassen darauf schließen, dass das System einen Gleichgewichtszustand anstrebt, in welchem die effektive Zustellrate und totale Verschleißrate annähernd identisch sind. Dabei ergibt sich die totale Verschleißrate aus der Summe aller wirkenden Verschleißmechanismen an beiden Reibpartnern und hängt sowohl von den Kontaktkräften, den Werkstoffeigenschaften, der Oberflächenbeschaffenheit, der Umgebungsatmosphäre sowie den resultierenden Reibtemperaturen ab.

Der starke auftretende Blechverschleiß lässt einen insgesamt recht gleichförmigen Reibkontakt über die gesamte nominelle Kontaktfläche vermuten. Eine weitere wichtige Erkenntnis aus den durchgeführten Anstreifversuchen ist der ungleichförmige Reibkontakt über eine Rotorumdrehung. Die zeitlich hochaufgelösten Pyrometermessungen verdeutlichen, dass Dichtspitze und Blech über eine Rotorumdrehung tatsächlich nur über geschätzte 15 % des Rotorumfangs in Kontakt stehen. Die exakte Größe des Umfangssegments lässt sich alleine über die Pyrometermessung jedoch nicht zuverlässig bestimmen, da die Breite der Temperaturspitzen auf Grund der Temperaturmindestgrenze der Pyrometer nicht vollständig erfassbar ist.

Die Ergebnisse der Anstreifversuche verdeutlichen, dass bei der Modellierung von Anstreifvorgängen in Labyrinthdichtungen alle Aspekte des tribologischen Systems berücksichtigt werden müssen. Eine realistische Abbildung des abrasiven und plastischen Verschleißverhaltens im Anstreifmodell ist dabei genauso wichtig wie die realitätsgetreue Abbildung der thermischen Verhältnisse.

Die experimentellen Anstreifversuche bieten direkt keine Einblicke in die physikalischen Vorgänge im Reibkontakt selbst, sondern ermöglichen nur die Beobachtung resultierender Größen, wie zum Beispiel die resultierenden Kräfte und Verschleiß sowie die Temperaturen außerhalb der Kontaktzone. Eine Begründung für die beobachteten Einflüsse der

Reibgeschwindigkeiten, Zustellraten, Blechdicken und finalen Zustelltiefen ist alleine basierend auf den experimentellen Ergebnissen nicht möglich. Erst durch die Modellierung des Anstreichvorgangs mit geeigneten Methoden können tiefgreifendere Einblicke in das Anstreichverhalten des betrachteten Systems gewonnen werden. Durch Vergleich von Simulationsergebnissen mit den experimentellen Daten lässt sich später überprüfen, ob das im Modell zugrunde gelegte Verständnis des Anstreichverhaltens ausreichend ist, um alle beobachteten Effekte zu erklären und richtig abzubilden. Ein geeigneter Modellierungsansatz ist daher unerlässlich, um das physikalische Verständnis des Anstreichvorgangs zu testen und um in Zukunft zuverlässige Vorhersagen des Systemverhaltens treffen zu können. Im folgenden Kapitel wird auf Basis der Ergebnisse der Anstreichversuche ein geeigneter Ansatz für die Modellierung von Einlaufsystemen am Beispiel der Labyrinthdichtungen entwickelt. Mit Hilfe dieses Modellierungsansatzes können anschließend die in den Versuchen beobachteten Phänomene erklärt werden.

---

## 4 Modellentwicklung – Einlaufvorgänge in Labyrinthdichtungen

Wie in den vorherigen Kapiteln verdeutlicht wurde, sind tribologische Systeme auf Grund der zahlreichen Einflussparameter und ihrer sehr starken Wechselwirkungen untereinander extrem komplex. Dies gilt insbesondere für Einlaufsysteme in Turbomaschinen, bei welchen sehr hohe Reibtemperaturen und starker Verschleiß zu einem nichtlinearen Systemverhalten führen. In der Literatur wurden bis dato keine Modellierungsansätze entwickelt, welche die allgemeingültige, realitätsgetreue Abbildung von Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen ermöglichen. Dies gilt insbesondere für Labyrinthdichtungen, deren Anstreifverhalten bisher kaum im Fokus der Forschung stand.

In diesem Kapitel wird basierend auf einer umfassenden Systemanalyse ein Modellierungsansatz entwickelt, der erstmals die realitätsgetreue Simulation von verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgängen in Labyrinthdichtungen mit Honigwaben-einlaufbelägen erlaubt. Neben einer möglichst hohen Realitätstreue muss der Modellierungsansatz auch für den Einsatz sehr rechenintensiver probabilistischer Methoden oder Optimierungsalgorithmen geeignet sein. Wesentliche Grundlage für die Modellentwicklung bilden neben der Systemanalyse vor allem die Beobachtungen aus den im vorherigen Kapitel 3 beschriebenen experimentellen Untersuchungen zum Anstreifen in Labyrinthdichtungen. Ergänzt werden diese Beobachtungen durch das Hinzuziehen von Literatur zum Thema Tribologie im Allgemeinen sowie zu den Einlaufsystemen im Speziellen (vgl. Kapitel 2.3).

Im folgenden Abschnitt 4.1 werden zunächst die Anforderungen an den Modellierungsansatz sowie die grundlegende Strategie näher erläutert. Anschließend erfolgen in den Abschnitten 4.2 bis 4.4 die separaten Beschreibungen der verschiedenen Teilaspekte, wie zum Beispiel des Kontaktmodells, des thermischen Modells sowie der Verschleißmodelle. Die dort dargestellten Überlegungen gelten unabhängig der späteren Implementierung in einer Simulationssoftware. Erst im letzten Abschnitt 4.5 wird auf die in dieser Arbeit umgesetzte Implementierung des Modellierungsansatzes und auf die dazugehörige Verknüpfung der verschiedenen Teilmodelle eingegangen.

### 4.1 Modellierungsstrategie

Eine große Herausforderung bei der Modellierung von Anstreifvorgängen liegt in der sehr hohen Anzahl möglicher Einflussfaktoren, welche nichtlinear miteinander interagieren und sich den in Abschnitt 2.3.1 diskutierten Teilsystemen Kontaktverhalten, Reibverhalten, thermisches Verhalten, Verschleißverhalten, Werkstoffverhalten sowie dem tribochemischen Verhalten zuordnen lassen (vgl. Abbildung 4). Die starke Kopplung der thermischen und mechanischen Felder sowie die Nichtlinearität des Systemverhaltens verhindern eine einfach zugängliche, geschlossene analytische Beschreibung des Anstreifvorgangs. Ohne verfügbare Modellierungsansätze ist eine a priori Bewertung der Bedeutung der verschiedenen Einflussgrößen nicht zu realisieren, weshalb für die Modellierung zunächst alle mehrskalig wirkenden Einflussfaktoren berücksichtigt werden müssen. Dennoch soll die Rechendauer gleichzeitig so gering wie möglich bleiben, um mit dem entwickelten Anstreifmodell auch

sehr rechenintensive probabilistische Methoden oder Optimierungen in einem realistischen Zeitrahmen durchführen zu können. Um beiden Anforderungen gleichzeitig gerecht zu werden, wurde die folgende Modellierungsstrategie umgesetzt:

1. Unterteilung des tribologischen Systems in separate, skalengetrennte Teilmodelle.
2. Einsatz makroskopischer Ersatzmodelle und analytischer Berechnungsansätze wo möglich.
3. Einsatz von numerisch-basierten Modellen nur wo zwingend erforderlich.
4. Zeitgemittelte Betrachtung des Anstreifvorgangs pro Rotorumdrehung.

Die Unterteilung des tribologischen Systems in mehrere Teilsysteme bildet eine essentielle Grundlage für die Entwicklung des rechenarmen Modellierungsansatzes. Sie ermöglicht die zunächst unabhängige Modellierung eines jeden Teilsystems in separaten Teilmodellen. Die Teilmodelle können mit unterschiedlicher zeitlicher und örtlicher Auflösung berechnet und miteinander verknüpft werden. Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass die notwendige Zeitskala und Diskretisierung des Rechengebiets an die Bedingungen des jeweiligen Teilmodells angepasst werden können. Bei einem vollumfänglichen numerischen Modell eines Anstreifvorgangs, zum Beispiel in einer kommerziellen Finite-Elemente-Software, wäre eine solche Skalentrennung nicht ohne weiteres möglich, da das zugrundeliegende Gitter sowie die Größe der Zeitinkremente für alle Teilsysteme in der Regel identisch sind.

Für die Modellierung der einzelnen Teilsysteme werden, wo verfügbar und mit entsprechenden Annahmen möglich, primär wenig rechenintensive analytische oder empirische Ansätze verwendet. Auf rechenintensivere numerische Modelle wird nur dann zurückgegriffen, wenn mit Hilfe einfacher analytischer und empirischer Ansätze eine realitätsgetreue Abbildung des Systemverhaltens nicht mehr möglich ist.

Eine weitere Beschleunigung der Simulation ist durch eine zeitgemittelte Betrachtung des Anstreifvorgangs möglich. Wie die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Anstreifversuche verdeutlicht haben, findet der Anstreifvorgang nicht zwangsläufig gleichförmig über eine komplette Rotorumdrehung statt (vgl. Abschnitt 3.4.3). Die vollständige zeitliche Auflösung des Reibkontakts würde eine volle zeitliche Auflösung der Rotorumdrehung und der unvermeidlichen Bauteilschwingungen erfordern, was gerade bei hohen Rotoroberflächengeschwindigkeiten von über 100 m/s und hochfrequenten Schwingungen extrem niedrige Zeitschrittgrößen und somit hohe Rechendauern nach sich zöge. Stattdessen bietet es sich an, die Effekte während eines Anstreifvorgangs über eine Rotorumdrehung zeitlich gemittelt zu betrachten. Hierzu müssen die einzelnen Teilmodelle entsprechend formuliert werden, um dennoch die Auswirkungen ungleichförmiger Anstreifvorgänge berücksichtigen zu können.

Eine Übersicht über die Zusammenhänge der verschiedenen Teilsysteme wurde bereits in Abbildung 4 verdeutlicht und in Abschnitt 2.3.1 im Grundlagenkapitel dieser Arbeit diskutiert. In den nachfolgenden Abschnitten werden die verschiedenen, in dem Schema dargestellten, Teilsysteme näher betrachtet und Modelle für die Abbildung ihres Systemverhaltens entwickelt.

## 4.2 Beschreibung des Kontaktmodells

Wie in Abschnitt 2.3.1 im Grundlagenteil erläutert, ist die realitätsgetreue Abbildung des Kontaktverhaltens des tribologischen Systems eine essentielle Voraussetzung für die erfolgreiche Modellierung des Einlaufverhaltens. Anstreifvorgänge in Einlaufsystemen in Turbomaschinen sind in der Regel verschiebungsgesteuert (vgl. Abschnitt 2.3). Als Konsequenz sind die resultierenden Kontaktdrücke eine Funktion der aktuellen tatsächlichen Überdeckung  $s_r$  zwischen den Reibpartnern. Die tatsächliche Überdeckung  $s_r$  ergibt sich zum einen aus der Relativbewegung zwischen den Reibpartnern, welche durch die Verschiebung  $s_{th}^0$  der deutlich steiferen umgebenden Struktur vorgegeben wird und sowohl axial als auch radial erfolgen kann. Zum anderen wird  $s_r$  durch die aktuelle Geometrie der Reibpartner bestimmt, welche sich durch Verschleiß und thermische Ausdehnung im Laufe des Anstreifvorgangs verändern kann. Der funktionale Zusammenhang zwischen der aktuellen theoretischen Überdeckung und den resultierenden Kontaktkräften  $F_C$  muss über ein geeignetes Kontaktmodell bestimmt werden:

$$F_C = f_C(s_r) \quad (11)$$

Die fundamentale Bedingung eines jeden Kontaktmodells ist das Verbot der Überschneidung der Materialpunkte der Oberflächen zweier Festkörper in der Kontaktfläche. Liegt zu einem bestimmten Zeitpunkt Kontakt zwischen zwei Materialpunkten der Reibpartner vor, so müssen diese Materialpunkte übereinander liegen.

Da reale Oberflächen aus einer unendlichen Anzahl an Materialpunkten bestehen, ist für die Kontaktmodellierung eine Diskretisierung der Kontaktflächen mit einem oder mehreren Knoten notwendig. Die Lösung des nichtlinearen Kontaktproblems erfordert anschließend die iterative Bestimmung der Knotenverschiebungen und der dazugehörigen, an den Knoten wirkenden Kräfte, welche die Gleichgewichtsbedingungen und die Bedingung des Überschneidungsverbots zu jedem Zeitpunkt gleichzeitig erfüllen müssen. Verschiedene numerische Ansätze zur Lösung des Kontaktproblems wurden in der Literatur vorgeschlagen, auf welche hier nicht näher eingegangen werden soll [85], [173]. Der Rechenaufwand steigt dabei nichtlinear mit zunehmendem Detaillierungsgrad und folglich mit zunehmender Anzahl der berücksichtigten Knoten sowie der damit verbundenen Größe des Gleichungssystems. Um den erforderlichen Rechenaufwand so gering wie möglich zu halten, wird für die vorliegende Arbeit der folgende Ansatz für die Kontaktmodellierung verfolgt, welcher schlussendlich die analytische Modellierung des Kontaktverhaltens ermöglicht:

1. Beschränkung auf eine rein makroskopische Modellierung der Kontaktfläche, wobei die Oberflächen mechanisch als perfekt glatt definiert werden.
2. Annahme einer im zeitlichen Mittel uniformen Kontaktdruckverteilung über die makroskopische Kontaktfläche, weshalb ihre Diskretisierung mit einem einzelnen Knotenpunkt ausreichend ist.
3. Vereinfachung des resultierenden Gleichungssystems durch a priori Definition der potentiellen makroskopischen Kontaktflächen (Vorderflanke, Oberseite und Hinterflanke der Dichtspitze).
4. Annahme des reibfreien Gleitens der in Kontakt stehenden Oberflächen in Radial- und Axialrichtung.

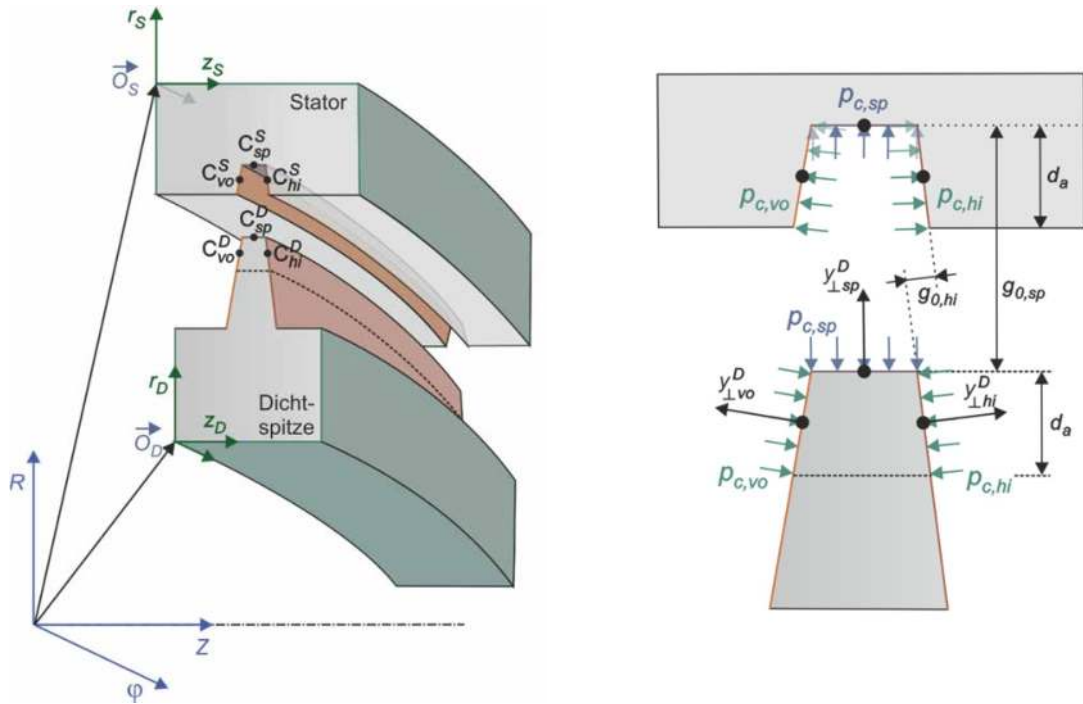
5. Beschränkung auf rein elastische Verformungen der Komponenten, wobei plastische Verformungen über die Verschleißmodellierung berücksichtigt werden (vgl. Kapitel 4.4).
6. Zeitliche Skalentrennung für die Bestimmung der Komponenten der Steifigkeitsmatrix, so dass diese nicht für jeden einzelnen Zeitschritt neu bestimmt werden müssen.
7. A priori Lösung des Gleichungssystems in einer geschlossenen analytischen Gleichung zur Bestimmung der resultierenden Kontaktdrücke für eine vorgegebene Überdeckung.

Das verwendete Kontaktmodell wird in Abbildung 23 verdeutlicht, wobei der Honigwabeneinlaufbelag zwecks verbesserter Anschaulichkeit als ein glatter Stator mit Nut dargestellt ist. Dies hat keinen Einfluss auf die Problemformulierung. Für die Formulierung des Kontaktmodells soll davon ausgegangen werden, dass die Biegung bzw. Verkipfung der Dichtspitze und des Stators während des Anstreichens auf Grund der hohen Steifigkeit der Komponenten und der niedrigen makroskopischen Kontaktdrücke sehr gering ist. Die Neigungswinkel der Flanken der Dichtspitze bzw. der Nut können daher annähernd als konstant angenommen werden. Dementsprechend bleibt der Normalenvektor  $\mathbf{N}_\perp$  der jeweiligen Kante konstant, was die rein analytische Betrachtung des Kontaktproblems vereinfacht.

Die Annahme einer zeitlich gemittelten uniformen Kontaktdruckverteilung  $p_c$  über der makroskopischen Kontaktfläche beruht darauf, dass sich in der Realität die aktuell in Kontakt stehenden Punkte  $\mathbf{X}_P \in \Omega_C$  im Laufe des Anstreichvorgangs in Folge des sehr starken Verschleißes ständig ändern. Dabei ist  $\Omega_C$  die Menge aller Punkte der aktuell in Kontakt stehenden makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$ . Lokale Spannungsspitzen an den mikroskopisch kleinen wahren Kontaktstellen werden durch entsprechend verstärkten lokalen Verschleiß schneller abgebaut als weniger stark beanspruchte Bereiche. Gleichzeitig nehmen durch die dabei stattfindende „Lastumverteilung“ die Kontaktspannungen in anderen Bereichen zu. Über die Zeit gemittelt ergibt sich so eine örtlich annähernd uniforme Kontaktdruckverteilung wie in Abbildung 23 dargestellt, deren Betrag mit der Anstreichdauer  $t$  variieren kann:

$$\overline{p_c(\mathbf{X}_P, t)} = \frac{\int_{\tau=0}^{\tau=t} \int_{\mathbf{X}_P \in \Omega_C} p_c(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot dA_C \cdot d\tau}{A_C \cdot t} \approx p_c(t) \quad (12)$$

Dabei wirkt der Kontaktdruck  $p_c$  jeweils senkrecht auf die in Kontakt stehende makroskopische Fläche  $A_C$ . Die Annahme der uniformen Kontaktdruckverteilung deckt sich mit den Beobachtungen aus den experimentellen Anstreichversuchen, wo die zeitlich gemittelten Aufnahmen der IR-Thermokamera keine ungleichförmige Belastung in der Kontaktfläche vermuten ließen (vgl. Abschnitt 3.4.2). Des Weiteren deckt sie sich mit dem phänomenologischen Modell von Marscher, welches auf Grund der plastischen Scherzone in der Kontaktfläche ebenfalls eine uniforme Kontaktdruckverteilung vermuten lässt (vgl. Abschnitt 2.3.3) [108]. Die Definition des Kontaktmodells erfordert zunächst die Formulierung der kinematischen Beziehungen, welche im Folgenden beschrieben werden.



a) Darstellung des Gesamtmodells inklusive der Kontaktpunkte

b) 2D-Nahaufnahme um die Kontaktpunkte

**Abbildung 23:** Schematische Darstellung der Kontaktpunkte (links) und der uniformen Kontaktdruckverteilung (rechts) an allen drei potentiellen Kontaktflächen der Dichtspitze

Gemäß der Annahme der uniformen Kontaktdruckverteilung kann die Wirkung der pro Kontaktfläche resultierenden Normalkraft vereinfachend auf nur einen Punkt reduziert werden. Dementsprechend muss für jede potentielle Kontaktfläche nur ein repräsentativer Kontaktpunkt  $C$  je Reibpartner definiert werden, der mittig auf der Kontaktfläche liegt. Der Kontakt zwischen Dichtspitze (Index  $D$ ) und Honigwabe (Index  $S$ ) kann potentiell an drei Stellen auftreten - Vorderkante ( $vo$ ), Spitze ( $sp$ ), Hinterkante ( $hi$ ) - weshalb wie in Abbildung 23 verdeutlicht insgesamt sechs Kontaktpunkte ( $C_{vo}^D, C_{sp}^D, C_{hi}^D, C_{vo}^S, C_{sp}^S, C_{hi}^S$ ) definiert werden. Dabei muss beachtet werden, dass sich die Position der Kontaktpunkte in Folge von Verschleiß und der damit verbundenen Vergrößerung der Anstreiftiefe  $d_a$  zeitlich verändern kann. Weiterhin kann bereits a priori definiert werden, dass die Kontaktbedingungen jeweils nur zwischen den Kontaktpunkten der gegenüberliegenden Flächen beider Reibpartner erfüllt werden müssen. Zum Beispiel kann der Kontaktpunkt der Vorderkante der Dichtspitze  $C_{vo}^D$  nur mit der gegenüberliegenden Kante des Stators  $C_{vo}^S$  in Kontakt treten. Zwischen zwei einander zugeordneten Kontaktpunkten  $C$  beider Reibpartner können die folgenden Kontaktbedingungen formuliert werden:

1. Der senkrecht stehende Spalt  $g_{\perp}$  zwischen zwei zugeordneten Kontaktpunkten der beiden Oberflächen darf nicht negativ sein, wobei  $\Omega_C^S$  und  $\Omega_C^D$  jeweils der Menge der potentiell in Kontakt stehenden Punkte des Stators und der Dichtspitze entspricht:

$$g_{\perp}(C, t) \geq 0, \quad \text{für } C \in (\Omega_C^S \cup \Omega_C^D) \quad (13)$$

2. Der Kontaktdruck  $p_c$  muss im Fall des Kontakts zwischen zwei Punkten ( $g_\perp = 0$ ) stets positiv sein. Das bedeutet es muss eine Druckspannung vorliegen:

$$p_c(C, t) \geq 0, \quad \text{für } C \in (\Omega_C) \quad (14)$$

3. Der Kontaktdruck  $p_c$  wirkt im Kontaktfall auf beide Reibpartner identisch:

$$p_C^S = p_C^D = p_c \quad (15)$$

4. Im Kontaktfall liegen die Kanten beider Reibpartner direkt übereinander. Im Relativkoordinatensystem der jeweiligen Kante (mit der Koordinate  $y_\perp$  senkrecht zur Kante und einem aus dem Material herausgerichteten Normalenvektor  $\mathbf{N}_\perp$ ) sind die  $y_\perp$ -Koordinaten beider Kontaktpunkte dementsprechend betragsmäßig identisch:

$$|y_\perp^S(\mathbf{C}, t)| = |y_\perp^D(\mathbf{C}, t)| = y_\perp, \quad \text{für } C \in (\Omega_C) \text{ und } g_\perp(C, t) = 0 \quad (16)$$

Dabei entspricht  $y_\perp$  der Verschiebung des Kontaktpunkts  $C$  senkrecht zur Kontaktfläche, welche sich während des Anstreifvorgangs gegenüber der Ausgangsposition ergibt. Die aktuellen  $y_\perp$ -Koordinaten eines Kontaktpunkts, definiert im selben Koordinatensystem, lassen sich über den folgenden Zusammenhang berechnen:

$$y_\perp^S(\mathbf{C}, t) = y_{0,+}^S + \Delta y_{s,+}^S + \Delta y_{\alpha,+}^S - \Delta y_{el,+}^S - \Delta y_{w,+}^S \quad (17)$$

$$y_\perp^D(\mathbf{C}, t) = y_{0,+}^D - (\Delta y_{s,+}^D + \Delta y_{\alpha,+}^D - \Delta y_{el,+}^D - \Delta y_{w,+}^D) \quad (18)$$

Dabei sind:

- $y_{0,+}$  die senkrechte  $y_\perp$ -Koordinate des Kontaktpunkts im Relativsystem der Kante zu Beginn des Anstreifvorgangs.
- $\Delta y_{s,+}$  die Änderung der senkrechten  $y_\perp$ -Koordinate des Kontaktpunkts im Relativsystem der Kante durch die Verschiebung (Zustellung  $s$ ) des Reibpartners im Laufe des Anstreifvorgangs.
- $\Delta y_{\alpha,+}$  die Änderung der senkrechten  $y_\perp$ -Koordinate im Relativsystem der Kante durch die thermische Ausdehnung des Werkstoffs am Kontaktpunkt.
- $\Delta y_{el,+}$  die Änderung der senkrechten  $y_\perp$ -Koordinate des Kontaktpunkts im Relativsystem der Kante durch elastische Druckverformungen. Diese elastische Verformung ist gekoppelt an den jeweils wirkenden Kontaktdruck  $p_c$ .
- $\Delta y_{w,+}$  die Änderung der senkrechten  $y_\perp$ -Koordinate des Kontaktpunkts im Relativsystem der Kante durch Verschleiß. Dieser führt zu einer kräftefreien Verschiebung der Kontaktfläche in den Körper hinein [86], [178].

Einsetzen aller Komponenten in Gleichung (16) ergibt:

$$\begin{aligned} y_{0,+}^D - y_{0,+}^S + \Delta y_{s,+}^D + \Delta y_{s,+}^S + \Delta y_{\alpha,+}^D + \Delta y_{\alpha,+}^S - \Delta y_{w,+}^D - \Delta y_{w,+}^S \\ = \Delta y_{el,+}^D + \Delta y_{el,+}^S \end{aligned} \quad (19)$$

Gemäß Gleichung (19) muss im Kontaktfall die Summe aller sich während des Anstreifvorgangs ergebenden Verschiebungen beider in Kontakt stehenden Kontaktpunkte  $C$  betragsmäßig identisch sein. Für die weitere Formulierung des Kontaktmodells wird angenommen, dass die Reibkräfte, welche aus der Relativbewegung tangential zur



Kontaktfläche resultieren, einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Kontaktproblem besitzen. Dementsprechend wird für die Formulierung des Kontaktmodells reibfreies Gleiten der Kontaktflächen angenommen, weshalb nur noch die Relativbewegung senkrecht zur Kontaktfläche relevant ist und so die Größe des zu lösenden Gleichungssystems deutlich reduziert wird. Diese Annahme beruht darauf, dass die Wirkung der resultierenden Reibkraft in Folge der hohen Umfangsgeschwindigkeiten in der Regel in Umfangsrichtung gerichtet ist. Gerade bei achsensymmetrischen Geometrien ist in Umfangsrichtung in Folge der sehr hohen Steifigkeiten mit einem geringen Einfluss der Reibkraft auf die elastischen Verformungen der Reibpartner zu rechnen.

Weiterhin gilt, dass die elastische Verschiebung  $\Delta y_{el,\pm}$  eines Kontaktpunkts  $C$  senkrecht zur Kontaktfläche gemäß dem Superpositionsprinzip eine Funktion der Kontaktdrücke an allen in Kontakt stehenden Punkten ist. Stehen beispielsweise alle drei Kontaktpunkte an der Vorderkante ( $vo$ ), Spitze ( $sp$ ) und Hinterkante ( $hi$ ) gleichzeitig in Kontakt, so gilt für die Dichtspitze:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{k_{vo}^D} & \frac{1}{k_{sp-vo}^D} & \frac{1}{k_{hi-vo}^D} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{k_{vo-sp}^D} & \frac{1}{k_{sp}^D} & \frac{1}{k_{hi-sp}^D} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{k_{vo-hi}^D} & \frac{1}{k_{sp-hi}^D} & \frac{1}{k_{hi}^D} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_{C,vo} \\ p_{C,sp} \\ p_{C,hi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta y_{el,+}^D \\ \Delta y_{el,+}^D \\ \Delta y_{el,+}^D \end{bmatrix} = \Delta \hat{y}_{el,+}^D \quad (20)$$

Und analog für den Stator:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{k_{vo}^S} & \frac{1}{k_{sp-vo}^S} & \frac{1}{k_{hi-vo}^S} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{k_{vo-sp}^S} & \frac{1}{k_{sp}^S} & \frac{1}{k_{hi-sp}^S} \\ 1 & 1 & 1 \\ \frac{1}{k_{vo-hi}^S} & \frac{1}{k_{sp-hi}^S} & \frac{1}{k_{hi}^S} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_{C,vo} \\ p_{C,sp} \\ p_{C,hi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta y_{el,+}^S \\ \Delta y_{el,+}^S \\ \Delta y_{el,+}^S \end{bmatrix} = \Delta \hat{y}_{el,+}^S \quad (21)$$

Die Komponenten  $k$  der druckspezifischen Steifigkeitsmatrix mit der Einheit  $[Pa/m]$  berechnen sich dabei aus dem auf die Kontaktfläche wirkenden Kontaktdruck  $p_C$  und der dazugehörigen elastischen Verschiebung  $\Delta y_{el,\pm}$  des Kontaktpunkts senkrecht zur Kontaktfläche:

$$k = \frac{p_C}{\Delta y_{el,\pm}} \quad (22)$$

Über die Komponenten abseits der Diagonalen der Matrix wird berücksichtigt, dass durch eine resultierende Kraft auf einen Kontaktpunkt auch eine Verschiebung an den anderen Kontaktpunkten hervorgerufen wird. Diese Einflüsse können gemäß dem Superpositionsprinzip addiert werden.

Die a priori Zuweisung der potentiell in Kontakt stehenden Knoten sowie die Beschränkung auf drei mögliche makroskopische Kontaktflächen ermöglicht die erhebliche Vereinfachung des zu lösenden Gleichungssystems. Durch Einsetzen der Gleichungen (20) und (21) in Gleichung (19) ergibt sich insgesamt das folgende Gleichungssystem für das definierte

Kontaktproblem, wobei  $\hat{\mathbf{s}}_r$  dem Vektor der tatsächlichen aktuellen Überdeckung zwischen den Kontaktpunkten senkrecht zu den jeweiligen Kanten entspricht.

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{k_{vo}^D} + \frac{1}{k_{vo}^S} & \frac{1}{k_{sp-vo}^D} + \frac{1}{k_{sp-vo}^S} & \frac{1}{k_{hi-vo}^D} + \frac{1}{k_{hi-vo}^S} \\ \frac{1}{k_{vo-sp}^D} + \frac{1}{k_{vo-sp}^S} & \frac{1}{k_{sp}^D} + \frac{1}{k_{sp}^S} & \frac{1}{k_{hi-sp}^D} + \frac{1}{k_{hi-sp}^S} \\ \frac{1}{k_{vo-hi}^D} + \frac{1}{k_{vo-hi}^S} & \frac{1}{k_{sp-hi}^D} + \frac{1}{k_{sp-hi}^S} & \frac{1}{k_{hi}^D} + \frac{1}{k_{hi}^S} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_{C,vo} \\ p_{C,sp} \\ p_{C,hi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{r,vo} \\ s_{r,sp} \\ s_{r,hi} \end{bmatrix} = \hat{\mathbf{s}}_r \quad (23)$$

In Vektorschreibweise ergibt sich die aktuelle reale Überdeckung aus den jeweiligen Verschiebungskomponenten senkrecht zur Kante:

$$\hat{\mathbf{s}}_r = \hat{\mathbf{y}}_{0,+}^D - \hat{\mathbf{y}}_{0,+}^S + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{s,+}^D + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{s,+}^S + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{\alpha,+}^D + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{\alpha,+}^S - \Delta\hat{\mathbf{y}}_{w,+}^D - \Delta\hat{\mathbf{y}}_{w,+}^S \quad (24)$$

Bzw. umgeformt:

$$\hat{\mathbf{s}}_r = -\hat{\mathbf{g}}_0 + \hat{\mathbf{s}}_{th} + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{\alpha,+}^D + \Delta\hat{\mathbf{y}}_{\alpha,+}^S - \Delta\hat{\mathbf{y}}_{w,+}^D - \Delta\hat{\mathbf{y}}_{w,+}^S \quad (25)$$

Dabei ist  $\mathbf{g}_0$  die Anfangsspaltweite vor dem Beginn des Anstreifvorgangs und  $\mathbf{s}_{th}$  die theoretische Relativverschiebung senkrecht zur jeweiligen Kante, welche sich aus den kinematischen Randbedingungen ergibt. Durch direktes Lösen des Gleichungssystems mit dem Gaußschen Eliminationsverfahren können die jeweils an den verschiedenen Kanten wirkenden Kontaktdrücke bestimmt werden. Hierfür müssen die einzelnen Komponenten  $k$  der Steifigkeitsmatrix bekannt sein. Diese lassen sich zum Beispiel a priori bestimmen, in dem der Zusammenhang zwischen einer Einheitslast auf den entsprechenden Knoten und den resultierenden senkrechten Verschiebungen an den anderen Knoten ermittelt wird [104]. Da nur positive Kontaktdrücke erlaubt sind muss das Gleichungssystem iterativ gelöst werden. Stehen weniger oder mehr Knoten in Kontakt ist eine Reduktion bzw. Erweiterung des Gleichungssystems erforderlich.

In Folge einer durch Verschleiß und Wärmeausdehnung veränderten Geometrie sowie der Temperaturabhängigkeit der mechanischen Werkstoffeigenschaften können sich die Steifigkeitskomponenten  $k$  im Laufe des Anstreifvorgangs verändern. Dennoch laufen diese Änderungen zeitlich gesehen vergleichsweise langsam ab, weshalb eine erneute Bestimmung der Komponenten der Steifigkeitsmatrix nicht für jeden einzelnen Zeitschritt notwendig und eine Zeitskalentrennung möglich ist.

Eine weitere Beschleunigung der Rechnung wird durch die a priori Lösung des Gleichungssystems ermöglicht. Mit der resultierenden, geschlossenen analytischen Gleichung können die wirkenden Kontaktdrücke als Funktion der senkrechten Überdeckung an allen im Eingriff stehenden Knoten direkt berechnet werden. Im Vergleich zu sehr zeitaufwändigen Finite-Elemente Simulationen des Kontaktproblems ermöglicht der entwickelte analytische Ansatz eine deutliche Reduktion des Rechenaufwands. Die beschriebene Vorgehensweise kann ohne weiteres auf mehrere Kontaktpunkte und somit auch Dichtspitzen erweitert werden. In diesem Fall vergrößert sich das Gleichungssystem für jede hinzukommende Dichtspitze bei drei Kontaktpunkten je Dichtspitze um drei weitere

Gleichungen, wobei sich die Steifigkeitsmatrix jeweils um drei Zeilen und drei Spalten vergrößert. Auch für andere, flexiblere Dichtsysteme, wie zum Beispiel Bürstendichtungen, ist das allgemein formulierte Kontaktmodell anwendbar.

### 4.3 Beschreibung des thermischen Modells

Die mikroskopischen und makroskopischen Temperaturen aneinander reibender Festkörper besitzen wie in Kapitel 2.3.1 erläutert und im Rahmen der experimentellen Untersuchungen verdeutlicht einen wichtigen Einfluss auf das Kontakt-, Reib- und Verschleißverhalten. Die Bedeutung der Reibtemperaturen beruht vor allem auf den stark temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften, wie zum Beispiel der mechanischen Festigkeit oder der chemischen Reaktionsfähigkeit. Des Weiteren bestimmen die Temperaturen die thermischen Ausdehnungen der Reibpartner, welche die realen Überdeckungen und die resultierenden Kontaktspannungen beeinflussen. Auch aus Anstreifvorgängen resultierende Folgeschäden, wie zum Beispiel die Heißrissbildung in Labyrinthdichtspitzen, sind sehr eng mit hohen Reibtemperaturen verbunden [131].

Die möglichst realitätsgetreue Modellierung der sich ausbildenden Reibtemperaturen ist daher unabdingbar für die zuverlässige Simulation von Anstreifvorgängen. Dies gilt insbesondere für das Anstreifen von Labyrinthdichtungen in Turbomaschinen, bei welchen in Folge der extrem hohen Reibgeschwindigkeiten von über 100 m/s sehr hohe Reibenergien in Wärme umgesetzt werden, die zu starken Temperaturerhöhungen führen können. Für die realitätsgetreue Modellierung der Reibtemperaturen müssen alle Möglichkeiten der Wärmeübertragung wie Konvektion, Strahlung und Wärmeleitung sowie das Eingriffsflächenverhältnis sowohl auf makroskopischer Skala als auch auf mikroskopischer Skala berücksichtigt werden.

In diesem Kapitel wird ein Ansatz zur Modellierung der thermischen Verhältnisse beim Anstreifen in Labyrinthdichtungen entwickelt, der ähnlich der Kontaktmodellierung möglichst wenig Rechenaufwand benötigt. Hierzu werden zunächst die realen Bedingungen näher beschrieben und diskutiert. Basierend auf der Diskussion werden abschließend vereinfachende Annahmen abgeleitet, die eine Verkürzung der Rechenzeit ermöglichen.

Für die Ableitung des thermischen Modells soll der in Abbildung 24 dargestellte Fall betrachtet werden, bei dem eine einzelne Labyrinthdichtspitze mit der Relativgeschwindigkeit  $v_R$  exzentrisch über das Umfangssegment der Größe  $\varphi_{A2}^D$  gegen einen Honigwabeneinlaufbelag anstreift. Zwecks Anschaulichkeit sind die Kontaktflächen der Dichtspitze (D) und des Stators (S) voneinander getrennt dargestellt. Zum Aufklappen der Kontaktfläche wird die Perspektive in Abbildung 24 bewusst verzerrt. Im Sinne der Übersichtlichkeit wird weiterhin der Reibkontakt an der Vorder- und Rückseite der Dichtspitze vernachlässigt, wobei das entwickelte thermische Modell auf eine beliebige Anzahl von Kontaktflächen erweiterbar ist. Für die folgenden Betrachtungen wird zunächst davon ausgegangen, dass zu einem bestimmten Zeitpunkt, wie in Abbildung 24 angedeutet, der Reibkontakt nur an der makroskopischen Kontaktfläche  $A_c$  vorliegt, welche auf Rotor- und Statorseite identisch ist.

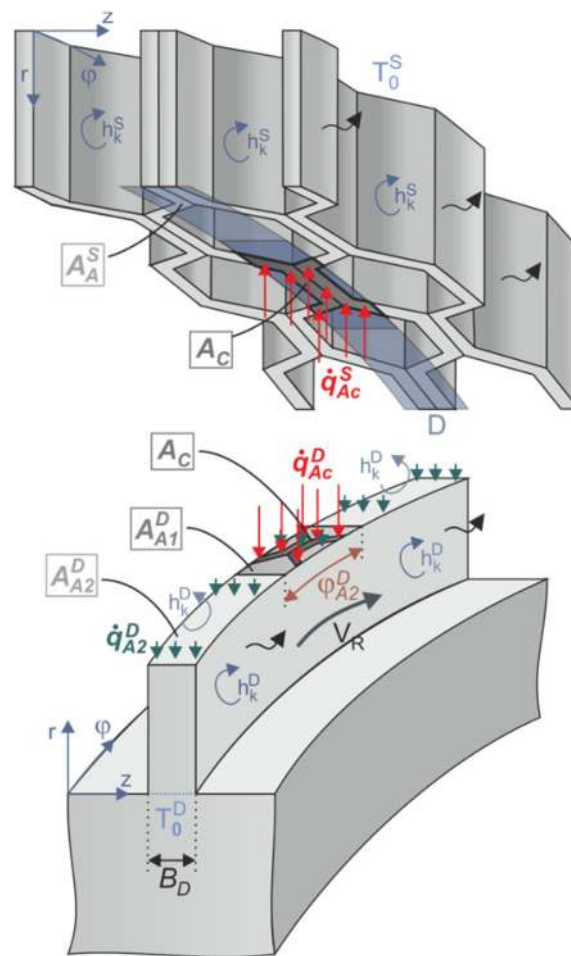
Für einen anschaulichen Überblick der thermischen Verhältnisse bietet sich ein Widerstandsschema in Analogie zu den Leitvorgängen von elektrischen Strömen an [111], [144]. Die Kirchhoff'schen Gesetze lassen sich formal auf Wärmeleitprobleme übertragen.

Die treibende Potentialdifferenz ist in diesem Fall ein Temperaturunterschied  $\Delta T$ , der je nach thermischen Widerstand  $R_{th}$  einen bestimmten absoluten Wärmestrom  $\dot{Q}$  verursacht. Es gilt:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{R_{th}} \quad (26)$$

An den Knoten des Wärmewiderstandschemas gilt Energieerhaltung, so dass die Summe der Wärmeströme der  $n$  Wärmeleitpfade null ergeben muss:

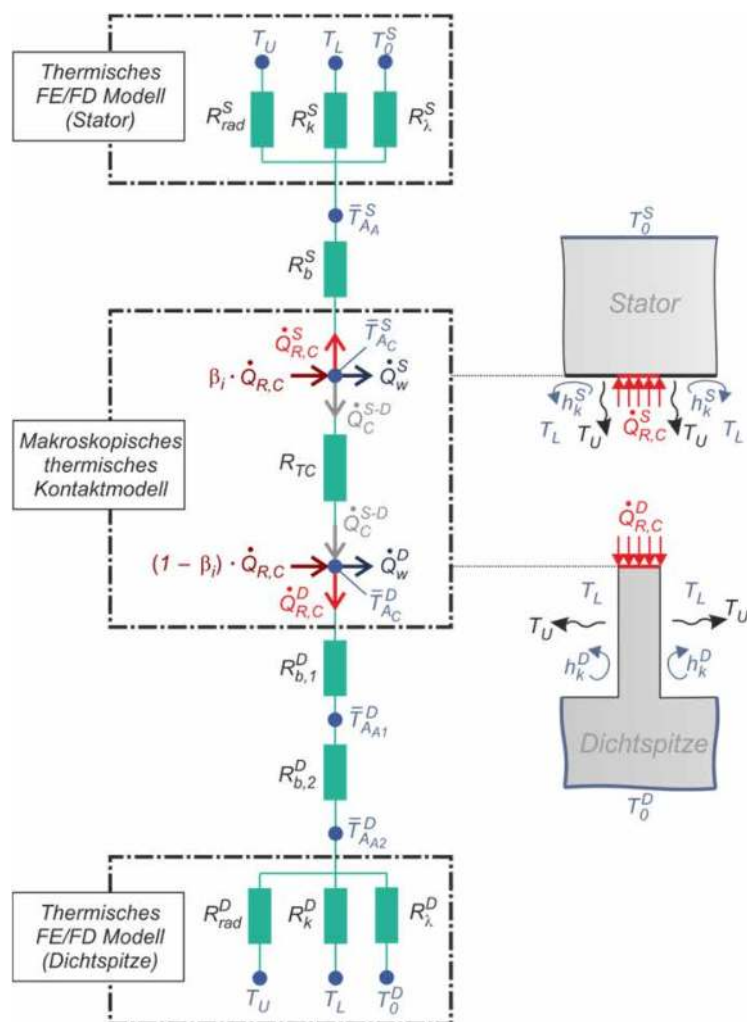
$$\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i = 0 \quad (27)$$



**Abbildung 24:** Vereinfachte schematische Darstellung der Flächenverhältnisse und Wärmeströme beim Anstreifen zwischen einer senkrechten Labyrinthdichtspitze und einem Honigwabeneinlaufbelag zu einem bestimmten Zeitpunkt des Anstreifvorgangs

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte allgemeingültige Temperaturwiderstandsschema für eine möglichst realitätsgetreue Modellierung der Reibtemperaturentwicklung passend zu Abbildung 24 ist in Abbildung 25 dargestellt. In den folgenden Unterkapiteln werden einzelne Aspekte des Schemas näher erläutert und diskutiert. Diese umfassen das thermische Reib- und Kontaktmodell (Abschnitt 4.3.1), den Einfluss der kinematischen Rand-

bedingungen und des Eingriffsflächenverhältnisses (Abschnitt 4.3.2) sowie die Wärmeabfuhr (Abschnitt 4.3.3). Die effektive Reibwärmeaufteilung in beide Reibpartner sowie die Entstehung von Blitztemperaturen werden in Abschnitt 4.3.4 und 4.3.5 diskutiert. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels erfolgt die Beschreibung der Implementierung des Wärmewiderstandsschemas in der in dieser Arbeit verwendeten Modellierungssoftware.



**Abbildung 25:** Wärmewiderstandsschema für die thermischen Verhältnisse beim Anstreifen zwischen einer einzelnen Labyrinthdichtspitze und einem Honigwabeneinlaufbelag

#### 4.3.1 Thermisches Reib- & Kontaktmodell

Für die Modellierung der resultierenden Temperaturen in beiden Reibpartnern ist zunächst eine rein makroskopische Betrachtung ausreichend. Im Reibkontakt wird insgesamt die mittlere Reibleistung  $P_R$  erzeugt, die wie in Kapitel 2.3.1 erläutert zum Großteil in Reibwärmeleistung  $\dot{Q}_{R,C}$  freigesetzt wird. Diese ergibt sich aus der im Kontakt wirkenden mittleren Reibschubspannung  $\tau_R$ , der nominellen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  sowie der Reibgeschwindigkeit  $v_R$ :

$$\dot{Q}_{R,C} = \tau_R \cdot A_C \cdot v_R \quad (28)$$

Für die Modellierung bietet es sich an, eine flächenspezifische Reibwärmeleistung  $\dot{q}_R$  zu betrachten. Wenn wie in diesem Fall überwiegend die makroskopische Wirkung des Reibwärmestroms von Interesse ist, genügt es, den flächenspezifischen Reibwärmestrom auf die nominelle makroskopische Kontaktfläche  $A_C$  zu beziehen:

$$\dot{q}_{R,C} = \frac{\dot{Q}_{R,C}}{A_C} = \tau_R \cdot v_R \quad (29)$$

Die Reibschubspannung  $\tau_R$  lässt sich auf makroskopischer Ebene gemäß dem Coulomb'schen Reibgesetz mit dem makroskopischen dynamischen Reibkoeffizienten  $\mu$  als Funktion der flächennormalen Kontaktspannung  $p_C$ , dem sogenannten Kontaktdruck, bestimmen:

$$\dot{q}_{R,C} = \mu \cdot p_C \cdot v_R \quad (30)$$

Die Reibwärme wird in der Realität sowohl direkt an den beteiligten Kontaktflächen als auch durch zum Beispiel plastische Verformungen im Volumen der Körper in unmittelbarer Nähe des Reibkontakts erzeugt. Für die Simulation des Reibvorgangs auf makroskopischer Skala wird vereinfachend davon ausgegangen, dass die Reibenergie ausschließlich auf der makroskopischen Reibfläche  $A_C$  freigesetzt wird.

Unterschiedlich stark ausgeprägte Dissipationseffekte in den Reibkörpern können zu einer ungleichen Verteilung der primär erzeugten Reibwärme führen. Stärker ausgeprägte, mikroskopisch kleine plastische Deformationen in unmittelbarer Nähe des Reibkontakts können zum Beispiel zu einer stärkeren Erzeugung von Reibwärme im weicheren Reibpartner führen. Auf makroskopischer Skala lässt sich die ungleichförmige Freisetzung des Reibwärmestroms  $\dot{q}_{R,C}$  in den Reibpartnern über den intrinsischen Wärmeverteilungskoeffizienten  $\beta_i$  beschreiben. Dieser definiert, welcher Anteil der Reibwärme primär jeweils auf den Oberflächen der Reibpartner freigesetzt wird:

$$\dot{q}_{R,C,i}^S = \beta_i \cdot \dot{q}_{R,C} \quad (31)$$

$$\dot{q}_{R,C,i}^D = (1 - \beta_i) \cdot \dot{q}_{R,C} \quad (32)$$

Neben dem intrinsischen Wärmeverteilungskoeffizienten wird die tatsächliche (effektive) Reibwärmeverteilung  $\beta_{eff}$  ebenfalls vom Wärmeübergang zwischen beiden Reibpartnern über die Reibfläche beeinflusst. Dieser ergibt sich wie in Abbildung 26 verdeutlicht zum einen durch Wärmeleitung über die einzelnen mikroskopischen Kontaktstellen, welche die reale Kontaktfläche  $A_r$  bilden ( $A_r \leq A_C$ ). Zum anderen wird Wärme zwischen den Reibpartnern durch Konvektion und Strahlung in den Kammern zwischen den Rauheitshügeln übertragen, wobei diese Mechanismen gegenüber der Wärmeleitung im Festkörper vor allem bei hohen Relativgeschwindigkeiten meist vernachlässigbar sind [111], [165]. Je kleiner die reale Kontaktfläche  $A_r$  ist, desto weniger Reibwärme wird zwischen den Reibpartnern übertragen. Mögliche Oxidschichten mit geringeren Wärmeleitfähigkeiten und die Geometrie der Rauheitshügel können den Wärmeübergang zusätzlich beeinflussen.

Auf makroskopischer Skala lassen sich die mikroskopischen Wärmeleitvorgänge in der realen Kontaktfläche  $A_r$  über einen thermischen Kontaktwiderstand  $R_{TC}$  bzw. dessen flächenspezifischen Kehrwert, dem thermischen Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$ ,

zusammenfassen [97], [111], [165]. Die treibende Größe für den Wärmeübergang im Kontakt ist die Differenz der mittleren makroskopischen Kontaktflächentemperaturen des Stators  $\bar{T}_{Ac}^S$  und der Dichtspitze  $\bar{T}_{Ac}^D$ :

$$\dot{q}_C^{S-D} = \frac{(\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D)}{R_{TC} \cdot A_C} = h_{TC} \cdot (\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D) \quad (33)$$

Der angenommene thermische Kontaktwiderstand ist dabei sehr wichtig, da er maßgeblich die Temperaturverteilung beeinflusst [108]. Für perfekt glatte Reibflächen ist der thermische Kontaktwiderstand null und die mittleren Kontaktflächentemperaturen beider Reibpartner sind identisch. Die theoretische Bestimmung des thermischen Kontaktwiderstands zwischen zwei sich relativ zueinander bewegenden Oberflächen ist sehr schwierig. Für statische Kontakte ohne Relativbewegung wurden in der Literatur jedoch bereits zahlreiche empirische und theoretisch hergeleitete Korrelationen für die Berechnung des thermischen Kontaktwiderstands zwischen zwei ruhenden, rauhen Flächen vorgeschlagen [97], [111], [165]. Demnach hängt dieser zum einen stark von der realen Kontaktfläche und somit von der Anzahl, Geometrie und Verteilung der mikroskopischen Kontaktstellen ab. Diese sind wiederum eine Funktion des makroskopischen Kontaktdrucks, der Oberflächentopographie und der Härte bzw. Steifigkeit der zugrundeliegenden makroskopischen Oberflächen. Zum anderen ist der thermische Kontaktwiderstand abhängig von der Wärmeleitfähigkeit beider Reibpartner an den mikroskopischen Kontaktstellen. Die in der Literatur vorgeschlagenen Korrelationen für den Wärmeübergangskoeffizienten in der Kontaktfläche  $h_{TC} = A_C/R_{TC}$  besitzen nach Wang et al. in der Regel die folgende Struktur [165]:

$$h_{TC} = a \cdot \frac{K_S}{S} \cdot \left(\frac{p_c}{M}\right)^b \quad (34)$$

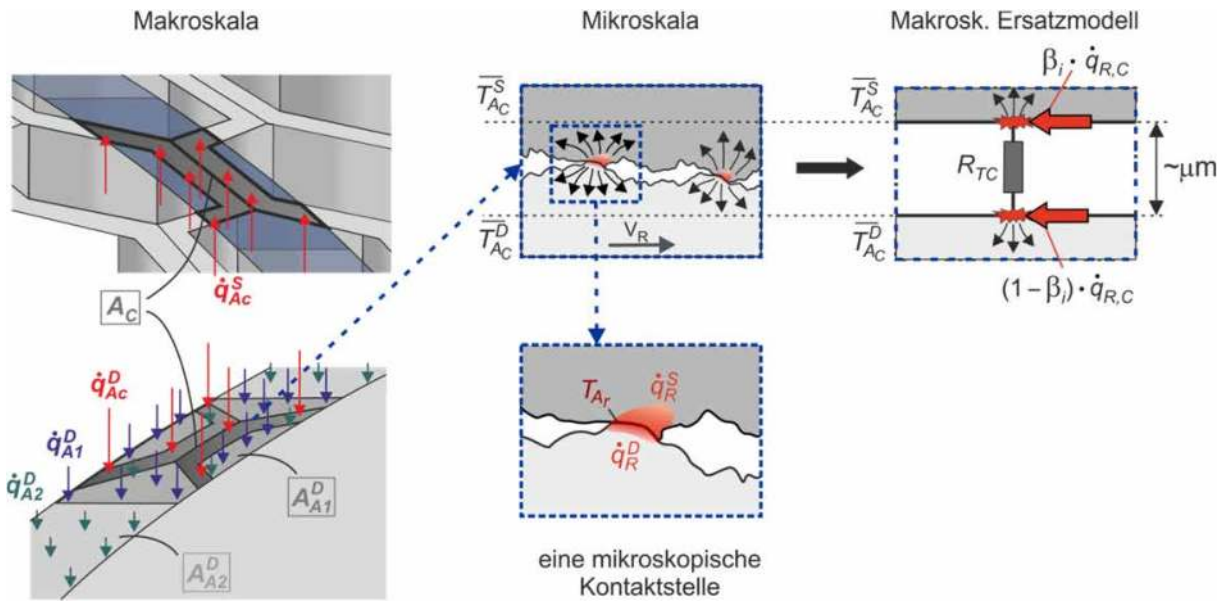
Darin sind  $a$  und  $b$  Konstanten,  $K_S$  ein Koeffizient zur Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit,  $p_c$  der Anpressdruck in der nominellen Kontaktfläche und  $M$  die Härte oder der Elastizitätsmodul. Der statistische Parameter  $S$  beschreibt die Oberflächentopographie. Die physikalische Einheit des thermischen Kontaktwiderstands  $R_{TC}$  beträgt  $[K/W]$ , die des thermischen Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$   $[W/m^2K]$ . Die theoretische Vorhersage des thermischen Kontaktwiderstands und speziell der Größe  $S$  ist schwierig, da die reale Oberflächentopographie und Interaktion beider Reibpartner hierfür bekannt sein müssten [111], [165]. Gerade bei starkem Verschleiß lässt sich das Oberflächenprofil jedoch kaum vorhersagen. Unter Berücksichtigung dieser Unsicherheit und der zu erwartenden starken plastischen Verformungen wird im Rahmen dieser Arbeit mangels besser geeigneter Ansätze der folgende Zusammenhang für die Bestimmung von  $h_{TC}$  verwendet:

$$h_{TC} = h_{TC,0} \cdot \lambda_{eff} \cdot \left(\frac{p_c}{E(\bar{T}_{Ac})}\right)^b \quad (35)$$

Dabei sind alle unbekanntenen Koeffizienten in den Parametern  $h_{TC,0}$  und  $b$  berücksichtigt und  $\lambda_{eff}$  entspricht gemäß Lambert und Fletcher der kombinierten mittleren thermischen Leitfähigkeit beider Oberflächen [97]:

$$\lambda_{eff} = \frac{2 \cdot \lambda^S(\bar{T}_{Ac}^S) \cdot \lambda^D(\bar{T}_{Ac}^D)}{(\lambda^S(\bar{T}_{Ac}^S) + \lambda^D(\bar{T}_{Ac}^D))} \quad (36)$$

Der temperaturabhängige Elastizitätsmodul  $E(\bar{T}_{Ac})$  entspricht dabei dem Elastizitätsmodul des weicheren Reibpartners in der Kontaktfläche [111]. Der Parameter  $\bar{T}_{Ac}$  steht für die mittlere Temperatur der entsprechenden makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$ .



**Abbildung 26:** Schematische Darstellung der makroskopischen und mikroskopischen Kontaktverhältnisse (modifiziert nach [29])

Neben der Wärmeübertragung über die Reibfläche muss auch die Wärmeabfuhr aus dem Kontakt durch Verschleiß, wie zum Beispiel durch abrasiven Materialverlust, berücksichtigt werden. In diesem Fall wird die folgende Wärmeleistung durch Stofftransport aus dem Kontakt abgeführt. Dieser Zusammenhang gilt sowohl für die Dichtspitze als auch für die Honigwaben:

$$\dot{Q}_W = c_v \cdot \rho \cdot \dot{V}_w \cdot \bar{T}_{Ac} \quad (37)$$

$$\dot{q}_W = c_v \cdot \rho \cdot \dot{w} \cdot \bar{T}_{Ac} \quad (38)$$

Dabei sind  $c_v$  die spezifische Wärmekapazität des Werkstoffs,  $\rho$  dessen Dichte,  $\dot{V}_w$  das abgetragene Verschleißvolumen pro Sekunde und  $\dot{w}$  die entsprechende zeitliche Änderungsrate der Verschleißtiefe senkrecht zur Kontaktfläche  $A_C$ . Auf die Berechnung des Verschleißvolumens und der Verschleißtiefe wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen. Somit ergeben sich in der nominellen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  effektiv die folgenden flächenspezifischen Reibwärmeströme in die Dichtspitze bzw. in den Stator:

$$\dot{q}_{R,C}^S = \beta_i \cdot \dot{q}_{R,C} - h_{TC} \cdot (\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D) - c_v^S \cdot \rho^S \cdot \dot{w}^S \cdot \bar{T}_{Ac}^S \quad (39)$$

$$\dot{q}_{R,C}^D = (1 - \beta_i) \cdot \dot{q}_{R,C} + h_{TC} \cdot (\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D) - c_v^D \cdot \rho^D \cdot \dot{w}^D \cdot \bar{T}_{Ac}^D \quad (40)$$

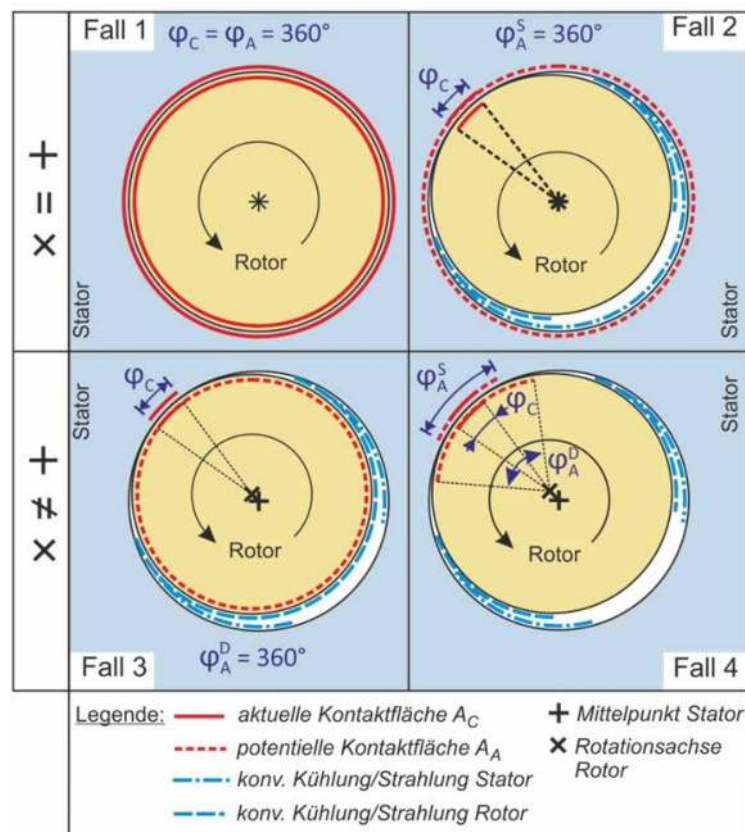
In Einlaufsystemen in Turbomaschinen kann die durch Verschleißpartikel abgeführte Wärme  $\dot{q}_W$  gegenüber den sehr hohen Reibwärmeströmen  $\dot{q}_{R,C}$  häufig vernachlässigt werden [99]. Auf den resultierenden effektiven Reibwärmeaufteilungskoeffizienten  $\beta_{eff}$  in der Kontaktfläche wird in Abschnitt 4.3.4 näher eingegangen.



### 4.3.2 Kinematische Kontaktbedingungen & periodischer Wärmeeintrag

Wie in Kapitel 2.3 erläutert sind in Turbomaschinendichtungen zahlreiche verschiedene achsensymmetrische und asymmetrische Anstreifsznarien denkbar. Auch die in Kapitel 3 beschriebenen Anstreifversuche haben gezeigt, dass der Anstreifvorgang nicht zwangsläufig homogen über eine vollständige Rotorumdrehung stattfinden muss. Je nach Anstreifsznario können sich die kinematischen Kontaktbedingungen deutlich unterscheiden. Dies muss bei der realitätsgetreuen Abbildung der Reibtemperaturentwicklung berücksichtigt werden [59]. In Abbildung 27 sind beispielhaft vier verschiedene charakteristische Anstreifsznarien mit jeweils unterschiedlichen kinematischen Kontaktbedingungen abgebildet. In der Realität überlagern sich häufig diese grundlegenden Anstreifsznarien.

Für die nachfolgende Diskussion und die restliche Arbeit wird der Begriff der scheinbaren, das heißt der potentiellen Reibfläche  $A_A$  eingeführt (engl. *apparent area*). Diese beschreibt die insgesamt über eine Rotorumdrehung am Anstreifvorgang beteiligte Oberfläche des entsprechenden Reibpartners. Dabei können die scheinbaren Reibflächen für Rotor  $A_A^D$  und Stator  $A_A^S$  unterschiedlich groß sein. Lediglich die aktuell zu einem bestimmten Zeitpunkt in Kontakt stehende makroskopische Fläche  $A_C$  ist für beide Reibpartner stets identisch ( $A_C^S = A_C^D = A_C$ ). Die aktuelle Kontaktfläche kann nie größer als die potentielle Kontaktfläche sein ( $A_C \leq A_A$ ). Die Größe des Umfangssegments, durch welche die Flächen  $A_C$  und  $A_A$  bestimmt sind, wird jeweils über den Winkel  $\varphi_C$  bzw.  $\varphi_A$  definiert (vgl. Abbildung 27).



**Abbildung 27:** Vier mögliche Anstreifsznarien in Turbomaschinendichtungen und die dazugehörigen Eingriffsflächenverhältnisse (modifiziert nach [169])

Sind Rotor und Gehäuse perfekt rund und liegt die Rotationsachse im Mittelpunkt von

Gehäuse und Rotor (Fall 1 in Abbildung 27), so sind aus makroskopischer Sicht sowohl die vollständige Rotor- als auch Statoroberfläche kontinuierlich am Reibvorgang beteiligt ( $A_A^S = A_C = A_A^D$ ). In allen anderen Anstreifszenerarien (Fall 2 bis Fall 4 in Abbildung 27) sind hingegen Kontaktfläche und Reibwärmeeintrag für mindestens einen der Reibpartner zeitlich nicht konstant.

Liegt beispielsweise bei einem Anstreifvorgang die Rotationsachse eines Rotors mit ungleichförmigen Radius im Mittelpunkt eines perfekt runden Gehäuses (Fall 2 in Abbildung 27), so ist zu jedem Zeitpunkt nur ein Teil  $A_C$  der potentiellen Reibfläche  $A_A^S$  des Stators in Kontakt. Das Segment des aktuell am Anstreifvorgang beteiligten Umfangs  $\varphi_C^S$  ist kleiner als die Größe der scheinbaren Kontaktfläche  $\varphi_A^S$ , welche dem gesamten Statorumfang entspricht ( $\varphi_C^S < \varphi_A^S = 360^\circ$ ). Das am Reibvorgang beteiligte Rotorsegment erfährt bei Fall 2 hingegen einen kontinuierlichen Reibwärmeeintrag und die scheinbare und aktuelle Kontaktfläche sind identisch ( $\varphi_C^D = \varphi_A^D$ ). Der umgekehrte Fall ergibt sich für einen Anstreifvorgang, der bei einem perfekt runden Rotorprofil durch eine versetzte Rotorachse verursacht wird (Fall 3 in Abbildung 27). Für dieses Anstreifszenerario erfährt der Rotor einen periodisch schwankenden Reibwärmeeintrag über den gesamten Umfang, während das Statorsegment kontinuierlich am Reibvorgang beteiligt ist ( $\varphi_C^S = \varphi_A^S$ ). Auch ein periodischer Wärmeeintrag sowohl in den Rotor als auch in den Stator ist denkbar. Dies ist zum Beispiel für einen Anstreifvorgang mit unrundem Rotor und versetzter Rotationsachse der Fall (Fall 4 in Abbildung 27).

Ob die Reibfläche kontinuierlich oder periodisch schwankend am Reibvorgang beteiligt ist kann entscheidende Konsequenzen für die Modellierung von Anstreifvorgängen nach sich ziehen [60]. Eine kontinuierliche Reibbelastung, wie zum Beispiel beim konzentrischen Anstreifen (Fall 1), lässt sich simulativ einfacher abbilden, da aus makroskopischer Sicht zu jedem Zeitpunkt die vollständige potentielle Reibfläche  $A_A$  in Kontakt steht ( $A_C = A_A$ ). Sowohl die makroskopische Reibkontaktfläche  $A_C$  als auch die nicht in Kontakt stehenden Oberflächen bleiben demnach konstant, was den Rechenaufwand deutlich verringert. Für solche konzentrischen Anstreifvorgänge bildet sich bei homogenen Bedingungen ein gleichförmiges, winkelunabhängiges Temperaturprofil  $\bar{T}_{A_C} = \bar{T}_{A_A}$  über den Umfang aus.

Diese einfachen Bedingungen gelten hingegen nicht bei periodisch schwankenden Reibbelastungen. Im Relativsystem der entsprechenden Komponente bewegt sich die tatsächliche Kontaktfläche  $A_C$  in einem solchen Fall periodisch über den Umfang, so dass ein Materialpunkt der potentiellen Reibfläche  $A_A$  nur über einen bestimmten Teil der Rotorumdrehung einen Wärmeeintrag erfährt. Ein Teil dieser Reibwärme wird über die restliche Rotorumdrehung durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung abgegeben oder ins Bauteilinnere geleitet ( $\bar{q}_{ab}$ ). Pro Rotorumdrehung ergibt sich so ein absoluter, der jeweiligen Komponente zugeführter Reibwärmestrom:

$$\dot{Q}_{eff} = A_A \cdot \bar{q}_{A_A} = A_C \cdot \bar{q}_{R,C} - (A_A - A_C) \cdot \bar{q}_{ab} \quad (41)$$

Dabei entspricht  $\bar{q}_{A_A}$  einem äquivalenten, zeitlich über eine Rotorumdrehung gemittelten flächenspezifischen Wärmestrom in die scheinbare Kontaktfläche  $A_A$ . Häufig kann die Wärmeabfuhr  $\bar{q}_{ab}$  gegenüber den sehr hohen Reibwärmeeinträgen  $\bar{q}_{R,C}$  vernachlässigt werden, so dass gilt:

$$\dot{Q}_{eff} = A_A \cdot \bar{q}_{A_A} \approx A_C \cdot \bar{q}_{R,C} \quad (42)$$

Die periodische Schwankung des Reibwärmeeintrags führt zu einer ungleichförmigen

winkelabhängigen Temperaturverteilung  $T(\varphi)$  über dem Umfang [59], [60]. Diese hängt von der Reibgeschwindigkeit  $v_R$ , der Größe des Kontaktwinkels  $\varphi_C$ , den restlichen geometrischen Bedingungen und von der Wärmeabfuhr ab. Die Relativbewegung der Wärmequelle führt auch zu einer asymmetrischen Temperaturverteilung in der makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  selbst, welche sich vom gleichförmigen Temperaturprofil  $\bar{T}_{A_A}$  unterscheidet. Wird für die Temperatur in der Kontaktfläche nur die über die Kontaktfläche gemittelte makroskopische Temperatur  $\bar{T}_{A_C}$  betrachtet, so lässt sich die Differenz beider Temperaturprofile im Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 über den thermischen Widerstand  $R_b$  abbilden:

$$(\bar{T}_{A_C}(\varphi) - \bar{T}_{A_A}) = R_b(\varphi) \cdot \dot{Q}_{eff} \quad (43)$$

Dabei entspricht  $\bar{T}_{A_A}$  der mittleren Temperatur der scheinbaren Kontaktfläche  $A_A$ , die sich bei Annahme des effektiven, gleichförmig verteilten Wärmestroms  $\dot{Q}_{eff}$  in die scheinbare Kontaktfläche ergeben würde. Beim Anstreifen in Labyrinthdichtungen mit Honigwabenzellen tragen neben den anhand Abbildung 27 diskutierten Anstreifszszenarien auch die Honigwabenzellen zu einem diskontinuierlichen Wärmeeintrag in die Dichtspitzen bei. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 26 sowie in Abbildung 28 für die zwei Extremfälle der axialen Dichtspitzenposition über der doppelten bzw. einfachen Wandstärke der Honigwabenzelle. Die Wärmeeintragsfläche wird über den Segmentwinkel  $\varphi_C^D$  definiert, welcher sich alle  $\varphi_{A_1}^D$  periodisch wiederholt. Im Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 ist der Einfluss der Honigwabenzellen durch den ersten thermischen Widerstand  $R_{b,1}^D$  berücksichtigt:

$$(\bar{T}_{A_C}^D - \bar{T}_{A_{A_1}}^D) = R_{b,1}^D \cdot \dot{Q}_{eff,1}^D \quad (44)$$

mit

$$\dot{Q}_{eff,1}^D = \dot{Q}_{eff,c}^D = A_{A_1}^D \cdot \dot{q}_{A_{A_1}}^D \approx A_C^D \cdot \dot{q}_{R,c}^D \quad (45)$$

mit

$$\frac{A_C^D}{A_{A_1}^D} = \frac{\varphi_C^D}{\varphi_{A_1}^D} \quad (46)$$

Dabei entspricht die potentielle Anstreiffläche  $A_{A_1}^D$  in diesem Fall der aktuellen Kontaktfläche  $A_C$ , die sich beim Anstreifen mit einem glatten Stator aus dem Anstreifszszenario ergeben würde und die über den Kontaktwinkel  $\varphi_{A_1}^D$  definiert ist (vgl. Abbildung 24). Die dazugehörige mittlere makroskopische Temperatur der makroskopischen Kontaktfläche ist  $\bar{T}_{A_{A_1}}^D$  (vgl. Abbildung 26). Der vorher diskutierte Einfluss des Anstreifszszenarios wird entsprechend dem Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 über den zweiten thermischen Widerstand  $R_{b,2}^D$  berücksichtigt:

$$(\bar{T}_{A_{A_1}}^D - \bar{T}_{A_{A_2}}^D) = R_{b,2}^D \cdot \dot{Q}_{eff,2}^D \quad (47)$$

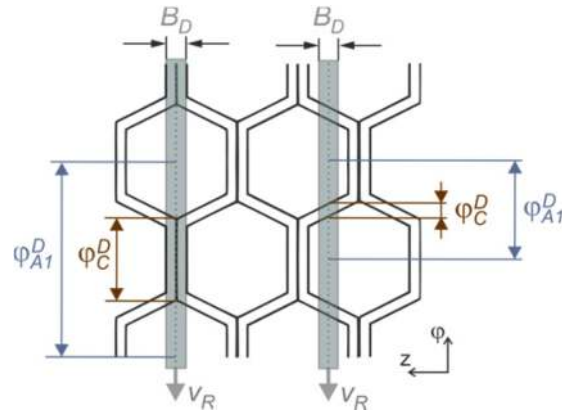
Mit

$$\dot{Q}_{eff,2}^D = \dot{Q}_{eff,1}^D = A_{A_2}^D \cdot \dot{q}_{A_{A_2}}^D \approx A_{A_1}^D \cdot \dot{q}_{A_{A_1}}^D \quad (48)$$

Dabei entspricht die potentielle Anstreiffläche  $A_{A_2}^D$  der potentiellen Kontaktfläche über dem Umfang der Dichtspitze, die über den aus den kinematischen Randbedingungen abgeleiteten Winkel  $\varphi_A^D$  definiert ist (vgl. Abbildung 27). Insgesamt ergibt sich somit der folgende

Zusammenhang zwischen der Temperatur  $\bar{T}_{AA_2}^D$  und der tatsächlich in der Kontaktfläche der Dichtspitze wirkenden mittleren Temperatur  $\bar{T}_{AC}^D$ :

$$(\bar{T}_{AC}^D - \bar{T}_{AA_2}^D) = (R_{b,1}^D + R_{b,2}^D) \cdot \dot{Q}_{eff,2}^D \quad (49)$$



**Abbildung 28:** Kinematische Kontaktbedingungen in Folge des Kontakts zwischen Honigwabenzelle und Dichtspitze

Die exakte Abbildung von mit der Rotation periodisch schwankenden Reibwärmeeinträgen im Modell erfordert eine vollständige Auflösung der Rotationsbewegung und somit einen enormen Rechenaufwand. Bei Drehfrequenzen von beispielsweise 100 Hz und einer Rotationsauflösung von nur  $1^\circ$  pro Rechenschritt wären beispielsweise bereits Zeitschrittgrößen kleiner  $3 \mu\text{s}$  nötig. Zu jedem Zeitschritt ändern sich die in Kontakt stehenden Materialpunkte, was zusätzlichen Rechenaufwand für die Lösung des Kontaktproblems erfordert. Bei Verzicht auf eine Kontaktmodellierung wäre in einem Finite-Elemente Modell die Definition der Bewegung der Wärmeeintragsfläche als Funktion der Zeit erforderlich. Diese kontinuierliche Änderung der Randbedingungen erschwert die Lösung des Gleichungssystems zusätzlich, wodurch der Rechenaufwand ebenfalls erhöht wird [60].

Ist der thermische Widerstand  $R_b$  bekannt, so kann auf die Berücksichtigung des Effekts der bewegten Wärmequelle während der Simulation verzichtet werden und eine Berechnung der mittleren Temperatur  $\bar{T}_{AA}$  in der zeitlich konstant bleibenden potentiellen Kontaktfläche  $A_A$  ist ausreichend:

$$\bar{T}_{AC}^{D/S} = \bar{T}_{AA}^{D/S} + R_b^{D/S} \cdot A_C \cdot \dot{q}_{R,C}^{D/S} \quad (50)$$

Geht der thermische Widerstand der bewegten Wärmequelle  $R_b$  gegen den Wert null, so sind die mittleren Temperaturen in der makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  und in der scheinbaren Kontaktfläche  $A_A$  annähernd identisch:

$$\bar{T}_{AC} \approx \bar{T}_{AA} \quad \text{für} \quad R_b \rightarrow 0 \quad (51)$$

Dieser Fall entspricht einem „thermischen Kurzschluss“ und tritt zum Beispiel für einen kontinuierlichen Wärmeeintrag wie im ersten AnstreifszENARIO auf (Fall 1 in Abbildung 27). Für die nachfolgende Betrachtung bietet es sich an, statt dem dimensionsbehafteten thermischen Widerstand  $R_b$  die dimensionslose relative Temperaturdifferenz  $f_{\Delta T}^*$  zu

verwenden, im Folgenden auch als Temperaturerhöhungsfaktor bezeichnet:

$$f_{\Delta T}^* = \frac{(\bar{T}_{Ac} - \bar{T}_{AA})}{\bar{T}_{AA}} = \frac{R_b \cdot \dot{Q}_{eff}}{\bar{T}_{AA}} \quad (52)$$

Die tatsächliche makroskopische Temperatur in der Kontaktfläche des Stators bzw. des Rotors ergibt sich dann zu:

$$\bar{T}_{Ac}^S = (f_{\Delta T,S}^* + 1) \cdot \bar{T}_{AA}^S \quad (53)$$

$$\bar{T}_{Ac}^D = (f_{\Delta T,D,1}^* + 1) \cdot \bar{T}_{AA1}^D \quad (54)$$

$$\bar{T}_{AA1}^D = (f_{\Delta T,D,2}^* + 1) \cdot \bar{T}_{AA2}^D \quad (55)$$

Für die Dichtspitze lässt sich der Effekt der Honigwaben ( $R_{b,1}^D$ ) und des Anstreifenszenarios ( $R_{b,2}^D$ ) zusammenfassen:

$$R_{b,tot}^D = R_{b,1}^D + R_{b,2}^D \quad (56)$$

$$f_{\Delta T,D,tot}^* = (f_{\Delta T,D,1}^* + 1) \cdot (f_{\Delta T,D,2}^* + 1) - 1 \quad (57)$$

und

$$\bar{T}_{Ac}^D = (f_{\Delta T,D,tot}^* + 1) \cdot \bar{T}_{AA2}^D \quad (58)$$

Die a priori Abschätzung der thermischen Widerstände der bewegten Wärmequelle  $R_b$  bzw. der dimensionslosen Temperaturerhöhungsfaktoren  $f_{\Delta T}^*$  reduziert den erforderlichen Rechenaufwand erheblich. Sind diese Werte bekannt, so kann auf die vollständige zeitliche Rotationsauflösung bzw. auf die Berücksichtigung der Effekte einer sich ständig ändernden Kontaktfläche verzichtet werden. Stattdessen ist die Bestimmung der mittleren Temperatur  $\bar{T}_{AA}$  in der meist bekannten scheinbaren Kontaktfläche  $A_A$  ausreichend, welcher pro Rotorumdrehung der effektive Reibwärmestrom  $\dot{Q}_{eff}$  zugeführt wird. Diese Vorgehensweise ermöglicht außerdem in vielen Fällen eine deutliche Reduktion der Größe der Rechendomäne, da zum Beispiel die Modellierung nur eines Teilsegments mit periodischen Randbedingungen ausreichend ist.

Für die effektiv der Dichtspitze bzw. dem Stator in der scheinbaren Kontaktfläche zugeführten flächenspezifischen Reibwärmeströme gelten entsprechend den diskutierten Überlegungen sowie den Gleichungen (39) und (40) folglich:

$$\dot{q}_{AA}^S = \frac{A_C}{A_A^S} \cdot \dot{q}_{R,C}^S = \frac{A_C}{A_A^S} \cdot (\beta_i \cdot \dot{q}_{R,C} - h_{TC} \cdot (\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D) - c_v^S \cdot \rho^S \cdot \dot{w}^S \cdot \bar{T}_{Ac}^S) \quad (59)$$

$$\dot{q}_{AA2}^D = \frac{A_C}{A_{A2}^D} \cdot \dot{q}_{R,C}^D = \frac{A_C}{A_{A2}^D} \cdot \left( (1 - \beta_i) \cdot \dot{q}_{R,C} + h_{TC} \cdot (\bar{T}_{Ac}^S - \bar{T}_{Ac}^D) - c_v^D \cdot \rho^D \cdot \dot{w}^D \cdot \bar{T}_{Ac}^D \right) \quad (60)$$

Die Gleichungen (59) und (60) verdeutlichen, dass die Eingriffsflächenverhältnisse zwischen der tatsächlichen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  und der scheinbaren Fläche  $A_A$  eine wichtige Rolle spielen können.

### 4.3.3 Wärmeabfuhr

Die freigesetzte Reibwärme wird zum einen durch Wärmeleitung ins Bauteilinnere sowie zum anderen durch Konvektion und Strahlung an den freien Oberflächen aus der Kontaktfläche abgeführt. Dies gilt sowohl für den Stator als auch für die Dichtspitze. Im Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 ist die Wärmeabfuhr jeweils über die thermischen Widerstände für Wärmeleitung  $R_\lambda$ , Konvektion  $R_k$  und Strahlung  $R_{rad}$  abgebildet.

Die Wärmeabfuhr durch Wärmeleitung ins Bauteilinnere hängt überwiegend von der Geometrie, den thermophysikalischen Eigenschaften und den Ausgangstemperaturen des entsprechenden Werkstoffs ab. Die konvektiv abgeführte Wärmemenge ist vor allem eine Funktion der Größe der freien Oberfläche, der Temperaturdifferenz zwischen der Wand des Bauteils und der sie umströmenden Luft sowie des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h_k$ . Die durch Wärmestrahlung abgeführte Wärmemenge ist ebenfalls eine Funktion der freien Oberfläche, der Oberflächen- und Umgebungstemperatur sowie des Emissionskoeffizienten  $\epsilon$ . Sie fällt meistens erst bei Temperaturen über 1000°C ins Gewicht.

Für die Simulation des Anstreifvorgangs ist vor allem die Temperaturerhöhung in der aktuellen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  relevant, welche wie im vorherigen Abschnitt gezeigt auch von der mittleren Temperatur der restlichen potentiellen Kontaktfläche  $A_A$  beeinflusst wird (vgl. Gleichungen (53) bis (58)). Für einen quasi-statischen mittleren Reibwärmeeintrag  $\dot{q}_{A_A}^S$  in den Stator bzw.  $\dot{q}_{A_{A2}}^D$  in die Dichtspitze lässt sich die mittlere Temperatur in der potentiellen Kontaktfläche allgemein über den folgenden Zusammenhang ausdrücken:

$$\bar{T}_{A_A}^S = \bar{T}_0^S + G_{TF}^S(t, R_{rad}^S, R_{air}^S, R_\lambda^S, T_0^S, T_{air}, T_{amb}) \cdot \dot{q}_{A_A}^S \quad (61)$$

$$\bar{T}_{A_{A2}}^D = \bar{T}_0^D + G_{TF}^D(t, R_{rad}^D, R_{air}^D, R_\lambda^D, T_0^D, T_{air}, T_{amb}) \cdot \dot{q}_{A_{A2}}^D \quad (62)$$

Bzw.

$$\Delta \bar{T}_{A_A}^S = G_{TF}^S(t, R_{rad}^S, R_{air}^S, R_\lambda^S, T_0^S, T_{air}, T_{amb}) \cdot \dot{q}_{A_A}^S \quad (63)$$

$$\Delta \bar{T}_{A_{A2}}^D = G_{TF}^D(t, R_{rad}^D, R_{air}^D, R_\lambda^D, T_0^D, T_{air}, T_{amb}) \cdot \dot{q}_{A_{A2}}^D \quad (64)$$

Dabei ist  $G_{TF}$  die Übertragungsfunktion, die sich aus den thermischen Widerständen und den thermischen Randbedingungen bestimmen lässt. Für einfache Geometrien und Randbedingungen lässt sie sich analytisch berechnen. Alternativ kann die Übertragungsfunktion wie im Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 angedeutet beispielsweise in Form eines Finite-Elemente (FE) oder Finite-Differenzen (FD) Modells abgebildet werden, welches auch die Berücksichtigung transienter Effekte, komplexer Geometrien und Randbedingungen sowie temperaturabhängiger Werkstoffeigenschaften ermöglicht.

### 4.3.4 Effektive Reibwärmeaufteilung

In Folge des Wärmeübergangs im Reibkontakt und der durch Verschleißpartikel abgeführten Reibwärme ergibt sich eine effektive Reibwärmeaufteilung  $\beta_{eff}$ , welche als Verhältnis des tatsächlich dem Stator zugeführten Reibwärmestroms  $\dot{q}_{R,C}^S$  zum Gesamtreibwärmestrom  $\dot{q}_{R,C}$  definiert ist:

$$\beta_{eff} = \frac{\dot{q}_{R,C}^S}{\dot{q}_{R,C}} \quad (65)$$

Unter Berücksichtigung des Wärmeübergangs im Reibkontakt und Vernachlässigung der Wärmeabfuhr durch Reibpartikel sowie der Annahme, dass die Ausgangstemperaturen in beiden Reibpartnern identisch sind ( $\bar{T}_0^S = \bar{T}_0^D = \bar{T}_0$ ), lässt sich aus den Gleichungen (53), (58), (59), (60), (61) und (62) der folgende allgemeingültige Zusammenhang für die effektiven Reibwärmeströme in die aktuelle Kontaktfläche  $A_C$  herleiten:

$$\dot{q}_{R,C}^S = \frac{\left( f_{\Delta T,D,tot}^* + 1 + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{\beta_i}{h_{TC} \cdot G_{TF}^D} \right) \cdot \dot{q}_{R,C} + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{(f_{\Delta T,D,tot}^* - f_{\Delta T,S}^*) \cdot \bar{T}_0}{G_{TF}^D}}{\left( f_{\Delta T,D,tot}^* + 1 + \frac{A_{A2}^D}{A_A^S} \cdot \frac{G_{TF}^S}{G_{TF}^D} \cdot f_{\Delta T,S}^* + \frac{A_{A2}^D}{A_A^S} \cdot \frac{G_{TF}^S}{G_{TF}^D} + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{1}{h_{TC} \cdot G_{TF}^D} \right)} \quad (66)$$

$$\dot{q}_{R,C}^D = \dot{q}_{R,C} - \dot{q}_{R,C}^S \quad (67)$$

Damit ergibt sich der effektive Wärmeverteilungskoeffizient  $\beta_{eff}$  in der Kontaktfläche für die getroffenen Annahmen allgemein zu:

$$\beta_{eff} = \frac{\left( f_{\Delta T,D,tot}^* + 1 + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{\beta_i}{h_{TC} \cdot G_{TF}^D} \right) + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{(f_{\Delta T,D,tot}^* - f_{\Delta T,S}^*) \cdot \bar{T}_0}{G_{TF}^D \cdot \dot{q}_{R,C}}}{\left( f_{\Delta T,D,tot}^* + 1 + (f_{\Delta T,S}^* + 1) \cdot \frac{A_{A2}^D}{A_A^S} \cdot \frac{G_{TF}^S}{G_{TF}^D} + \frac{A_{A2}^D}{A_C} \cdot \frac{1}{h_{TC} \cdot G_{TF}^D} \right)} \quad (68)$$

Der hergeleitete analytische Ausdruck verdeutlicht, dass  $\beta_{eff}$  von vielen Faktoren beeinflusst wird. Er hängt sowohl von der Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone ( $G_{TF}^D$ ,  $G_{TF}^S$ ) als auch von den Flächenverhältnissen ( $A_{A2}^D/A_A^S$ ,  $A_C/A_{A2}^D$ ) und dem Einfluss der sich bewegenden Wärmequelle ( $f_{\Delta T,D,tot}^*$ ,  $f_{\Delta T,S}^*$ ) ab. Auch die Ausgangstemperaturen  $\bar{T}_0$  und der Reibwärmestrom  $\dot{q}_{R,C}$  erscheinen im zweiten Term des Zählers, fallen jedoch nur bei einem starken Einfluss der Relativbewegung, hier ausgedrückt durch die Differenz der Temperaturerhöhungsfaktoren ( $f_{\Delta T,D,tot}^* - f_{\Delta T,S}^*$ ), ins Gewicht. Außerdem wird  $\beta_{eff}$  vom intrinsischen Reibwärmeverteilungskoeffizienten  $\beta_i$  und dem Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$  im Reibkontakt bestimmt. Je höher der Wärmeübergangskoeffizient  $h_{TC}$  in der Kontaktfläche und je größer der Einfluss der Relativbewegung ist, desto stärker wird sich die resultierende Reibwärmestromaufteilung  $\beta_{eff}$  von der intrinsischen Aufteilung  $\beta_i$  unterscheiden. Je nach betrachtetem tribologischen System und den vorherrschenden Bedingungen ändert sich der Einfluss der verschiedenen Faktoren.

Während sich der Großteil der Parameter meist über analytische und numerische Ansätze bestimmen lässt, ist eine realitätsnahe Abschätzung des intrinsischen Wärmeverteilungskoeffizienten und des Wärmeübergangskoeffizienten in der Kontaktfläche meist sehr schwierig. Hier ist eine Anpassung der Werte durch Vergleich mit experimentellen Daten aus Anstreichversuchen unabdingbar. Während  $\beta_i$  und  $h_{TC}$  aus physikalischer Sicht voneinander unabhängig sind, so verdeutlicht Gleichung (68), dass für ein resultierendes  $\beta_{eff}$  mehrere Kombinationen von  $\beta_i$  und  $h_{TC}$  möglich sind. Dies erschwert die eindeutige Bestimmung der realen Werte selbst bei zuverlässigen vorhandenen experimentellen Daten. Diese Unsicherheit muss bei der späteren Anwendung des Modellierungsansatzes unbedingt berücksichtigt werden.

### 4.3.5 Blitztemperaturen

In den mikroskopisch kleinen wahren Kontaktpunkten treten zum Teil deutlich höhere Temperaturen, sogenannte Blitztemperaturen auf, als sie über die rein makroskopische Betrachtung mit den zeitlich und örtlich gemittelten Reibwärmeströmen berechnet werden (vgl. Kapitel 2.3.1). Verdeutlicht wurde dies durch die Pyrometermessung der Dichtspitzen-temperaturen im Anstreifprüfstand (vgl. Kapitel 3.4.3), bei welchen entgegen den erwarteten eher niedrigen makroskopischen Temperaturen recht hohe Temperaturen auf der Dichtspitze gemessen wurden.

Da die reale Kontaktfläche  $A_r$  und Geometrie der mikroskopischen Kontaktpunkte statistisch schwankende Größen sind, die sich während des Anstreifvorgangs ändern, lassen sich diese Blitztemperaturen kaum zuverlässig vorhersagen. Dennoch wurden in der Literatur bereits Ansätze für die Abschätzung der maximal auftretenden Blitztemperaturen vorgeschlagen. Demnach ergibt sich die Blitztemperatur  $T_{A_r}$  an einem Punkt der wahren mikroskopischen Kontaktstelle aus einer Temperaturerhöhung  $\Delta T_{A_r}$  gegenüber der makroskopischen Kontakttemperatur  $T_{A_c}$  [94]:

$$T_{A_r} = T_{A_c} + \Delta T_{A_r} \quad (69)$$

Eine übersichtliche Zusammenfassung der verschiedenen Berechnungsmöglichkeiten von Blitztemperaturerhöhungen verfasste Kennedy [94]. In Folge statistischer Schwankungen der Oberflächentopographie können sich die tatsächlich auftretenden Blitztemperaturen an den einzelnen Kontaktpunkten deutlich unterscheiden. Für die Modellierung bietet es sich an, die mittlere Blitztemperaturerhöhung  $\Delta \bar{T}_{A_r}$  in der realen mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$  zu betrachten. Eine wichtige Voraussetzung hierfür ist die Kenntnis einer charakteristischen durchschnittlichen Länge  $\bar{b}$  aller mikroskopisch kleinen wahren Kontaktstellen sowie deren Anzahl und Geometrie, welche beispielsweise quadratisch, kreisförmig oder elliptisch sein kann. Die experimentelle Bestimmung und theoretische Abschätzung dieser Größen ist mit großen Unsicherheiten behaftet, die bei der Modellierung durch entsprechende Parameter berücksichtigt werden müssen [104], [110], [128].

Weitere notwendige Vereinfachungen für die analytische Berechnung der Blitztemperaturen umfassen die Annahme eines quasistationären Zustands mit einem zeitlich konstanten Wärmeeintrag in eine ebene halbunendliche Platte, wie zum Beispiel bei flachen Oberflächenprofilen bei metallischen Werkstoffen, oder in einen zylindrischen Rauheitshügel, wie zum Beispiel bei sehr harten keramischen Werkstoffen [2], [144]. Weiterhin muss für die analytische Berechnung eine Intensitätsverteilung des Reibwärmestroms angenommen werden, welche beispielsweise uniform oder parabolisch sein kann. Wichtig für die Berechnung der Blitztemperaturerhöhung ist außerdem die Kenntnis der lokal vorliegenden kinematischen Kontaktbedingungen.

Die in der Literatur verfügbaren analytischen Ansätze sind für die nachfolgend diskutierten beiden Fälle gültig, welche schematisch in Abbildung 29 dargestellt sind. Für einen Rauheitshügel der härteren Oberfläche, der kontinuierlich über die Oberfläche des weicheren Reibpartners reibt, lässt sich gemäß Kennedy für eine kreisförmige mikroskopische Kontaktfläche die maximale Blitztemperaturerhöhung am Austritt der Kontaktfläche wie folgt abschätzen (vgl. Abbildung 29a) [94]:



$$\Delta T_{A_r, max}^{kont} = \frac{\bar{q}_{A_r}^{kont} \cdot \bar{b}}{\lambda^{kont}(T_{AC}^{kont})} \quad (70)$$

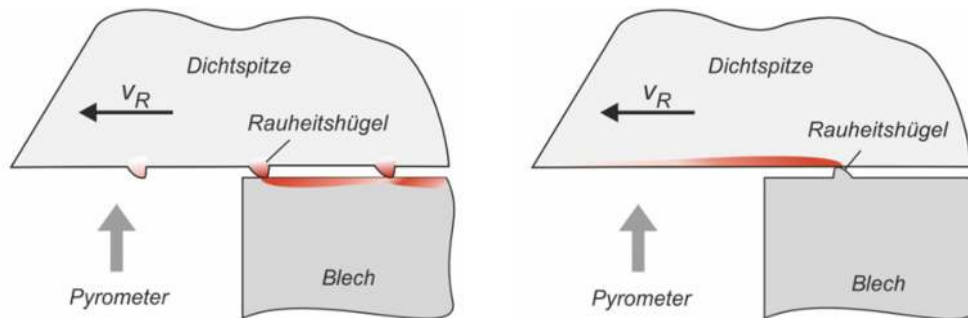
Dabei entspricht der Parameter  $\bar{q}_{A_r}^{stat}$  dem mittleren Wärmeeintrag in die Mikrokontaktstelle und  $\bar{b}$  dem durchschnittlichen Radius der kreisförmigen mikroskopischen Kontaktflächen. Die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs  $\lambda^{kont}$  wird für mittlere Temperatur  $T_{AC}^{kont}$  in der makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  bestimmt. Für die Blitztemperaturen in der Mikrokontaktstelle des weicheren Reibpartners, über welche sich der Rauheitshügel mit der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  hinweg bewegt (vgl. Abbildung 29b), gilt im analogen Fall:

$$\Delta T_{A_r, max}^{bew} = \frac{2 \cdot \bar{q}_{A_r}^{bew} \cdot \bar{b}}{\lambda^{bew}(T_{AC}^{bew}) \cdot \sqrt{\pi} \cdot Pe} \quad (71)$$

Die Peclet-Zahl  $Pe$  ist eine dimensionslose Kennzahl und beschreibt aus physikalischer Sicht das Verhältnis der charakteristischen Wärmedissipationsdauer zur Aufenthaltsdauer eines Materialpunkts im Reibkontakt:

$$Pe = \frac{v_R \cdot \bar{b}}{2 \cdot a} = \frac{v_R \cdot \bar{b} \cdot \rho \cdot c_v}{2 \cdot \lambda} \quad (72)$$

Der Parameter  $a$  entspricht der Temperaturleitfähigkeit,  $\rho$  der Werkstoffdichte und  $c_v$  der spezifischen Wärmekapazität des Werkstoffs.



a) Kontinuierlicher lokaler Wärmeeintrag in die Dichtspitze

b) Sich relativ zur Dichtspitze bewegendem lokalem Wärmeeintrag

**Abbildung 29:** Schematische Darstellung der unterschiedlichen kinematischen Kontaktbedingungen bei der Entstehung von Blitztemperaturen auf der Dichtspitze beim Anstreifen gegen das Metallblech (modifiziert nach [157])

Der durchschnittliche flächenspezifische Reibwärmestrom  $\bar{q}_{A_r}$  in die reale Kontaktfläche  $A_r$  mit uniformer Intensitätsverteilung ergibt sich gemäß dem Verhältnis der nominellen makroskopischen zur realen mikroskopischen Kontaktfläche zu:

$$\bar{q}_{A_r}^S = \frac{A_C}{A_r} \cdot \dot{q}_{AC} = \frac{A_C}{A_r} \cdot \beta_{eff} \cdot \dot{q}_{R,C} \quad \text{für das Metallblech} \quad (73)$$

$$\bar{q}_{A_r}^D = \frac{A_C}{A_r} \cdot (1 - \beta_{eff}) \cdot \dot{q}_{R,C} \quad \text{für die Dichtspitze} \quad (74)$$

Zwischen dem mittleren Radius  $\bar{b}$  der wahren Kontaktstellen und dem Flächenverhältnis von realer zu nomineller Kontaktfläche soll gemäß Archard der folgende Zusammenhang angenommen werden [7]:

$$\bar{b} = C_{\bar{b}} \cdot \sqrt{\frac{A_r}{A_c}} \quad (75)$$

Darin ist  $C_{\bar{b}}$  eine dimensionsbehaftete Proportionalitätskonstante. Das Verhältnis von realer zu nomineller Kontaktfläche ist wiederum proportional zum nominellen Kontaktdruck  $p_c$  und dem inversen Elastizitätsmodul  $E$  des weicheren Reibpartners [80]:

$$\frac{A_r}{A_c} = C_A \cdot \frac{p_c}{E(\bar{T}_{Ac})} \quad (76)$$

Dabei ist  $C_A$  eine dimensionslose Proportionalitätskonstante. Insgesamt ergeben sich aus den genannten Beziehungen und mit  $\dot{q}_{R,C} = \mu \cdot p_c \cdot v_R$  die folgenden Zusammenhänge:

$$\Delta T_{A_r,max}^{bew} = \frac{\sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot C_{\bar{b}}}{(C_A)^{0,75}} \cdot \frac{\beta_{eff}^{bew} \cdot \mu \cdot \sqrt{v_R} \cdot p_c^{0,25} \cdot E^{0,75}}{\sqrt{\lambda^{bew} \cdot \rho^{bew} \cdot c_v^{bew}}} \quad (77)$$

Diese Formulierung ist bis auf die Konstanten analog zu der von Archard [7]. Darin entsprechen die Parameter  $\mu$  dem dynamischen Reibkoeffizienten und  $v_R$  der Reibgeschwindigkeit. Die Werkstoffeigenschaften müssen gemäß der Literatur für die mittlere Temperatur  $\bar{T}_{Ac}$  in der aktuellen nominellen makroskopischen Kontaktfläche bestimmt werden. Analog ergibt sich für den anderen, kontinuierlichen Fall:

$$\Delta T_{A_r,max}^{kont} = \frac{C_{\bar{b}}}{\sqrt{C_A}} \cdot \frac{\beta_{eff}^{kont} \cdot \mu \cdot \sqrt{p_c} \cdot v_R \cdot \sqrt{E}}{\lambda^{kont}} \quad (78)$$

Die analytischen Ausdrücke für die Blitztemperaturerhöhungen wurden für quasi-stationäre Bedingungen und temperaturunabhängige Werkstoffdaten hergeleitet und entsprechen den maximalen Blitztemperaturen am Kontaktaustritt. In der Realität sind hingegen häufig deutlich geringere Blitztemperaturerhöhungen zu erwarten [110]. Dennoch können die Gleichungen zum Abschätzen der Blitztemperaturen eingesetzt werden. Die Unsicherheiten bezüglich der realen mittleren Blitztemperaturen lassen sich durch die Einführung zwei weiterer Koeffizienten  $\xi$  und  $\eta$  berücksichtigen:

$$\bar{T}_{A_r}^{kont} = \bar{T}_{Ac} + \xi \cdot \Delta T_{A_r,max}^{kont} \quad (79)$$

$$\bar{T}_{A_r}^{bew} = \bar{T}_{Ac} + \xi \cdot \eta \cdot \Delta T_{A_r,max}^{bew} \quad (80)$$

Der Koeffizient  $\xi$  wird eingeführt um zu berücksichtigen, dass die mittleren realen Blitztemperaturen nicht zwangsläufig den maximalen statischen Blitztemperaturerhöhungen entsprechen müssen ( $0 \leq \xi$ ). Außerdem berücksichtigt der Koeffizient  $\xi$ , dass sich für andere Intensitätsverteilungen der Wärmeeinträge und die Geometrien der wahren Kontaktflächen andere Koeffizienten in den Gleichungen (77) und (78) ergeben können. Der Koeffizient  $\eta$  berücksichtigt hingegen, dass die Gleichungen (77) bis (78) für die Berechnung der Blitztemperaturerhöhung für eine kontinuierliche Erwärmung ( $Pe = 0$ ) und für eine bewegte

Wärmequelle ( $Pe > 0$ ) in der Realität unterschiedlich groß ausfallen können. Mit den eingeführten Koeffizienten sowie den Gleichungen (77) und (78) ergeben sich die folgenden Zusammenhänge, wobei der Parameter  $E$  jeweils dem Elastizitätsmodul des weicheren Reibpartners entspricht:

$$\bar{T}_{A_r}^{kont} = \bar{T}_{A_c} + \xi \cdot \frac{C_{\bar{b}}}{\sqrt{C_A}} \cdot \frac{\beta_{eff}^{kont} \cdot \mu \cdot \sqrt{p_c} \cdot v_R \cdot \sqrt{E}}{\lambda^{kont}} \quad (81)$$

$$\bar{T}_{A_r}^{bew} = \bar{T}_{A_c} + \xi \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot C_{\bar{b}}}{(C_A)^{0,75}} \cdot \frac{\beta_{eff}^{bew} \cdot \mu \cdot \sqrt{v_R} \cdot p_c^{0,25} \cdot E^{0,75}}{\sqrt{\lambda^{bew} \cdot \rho^{bew} \cdot c_v^{bew}}} \quad (82)$$

Weiterhin ist bei der Schätzung der Blitztemperaturen zu berücksichtigen, dass in der Realität auf der Oberfläche eines Reibpartners beide in Abbildung 29 dargestellten kinematischen Kontaktbedingungen gleichzeitig möglich sind. So können in der realen mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$  beispielsweise gleichzeitig Rauheitshügel enthalten sein, die einen kontinuierlichen Wärmeeintrag erfahren, als auch Oberflächenbereiche, die einen sich relativ bewegenden Wärmeeintrag erfahren. Die über die gesamte reale Kontaktfläche gemittelte Blitztemperatur lässt sich unter diesen Umständen wie folgt abschätzen:

$$\bar{T}_{A_r} = \bar{T}_{A_c} + \chi \cdot \Delta \bar{T}_{A_r}^{kont} + (1 - \chi) \cdot \Delta \bar{T}_{A_r}^{bew} \quad (83)$$

Der unbekannte Parameter  $\chi$  beschreibt den Anteil der realen mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$ , der einen statischen Reibwärmeeintrag erfährt ( $0 \leq \chi \leq 1$ ). Die unbekannt Koeffizienten der Lösung lassen sich wie folgt zusammenfassen:

$$\Psi = \chi \cdot \xi \cdot \frac{C_{\bar{b}}}{\sqrt{C_A}} \quad (84)$$

$$\Phi = (1 - \chi) \cdot \xi \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot C_{\bar{b}}}{(C_A)^{0,75}} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \Psi \cdot \left(\frac{1}{\chi} - 1\right) \cdot \eta \cdot \frac{1}{(C_A)^{0,25} \cdot (C_{\bar{b}})^{0,5}} \quad (85)$$

Und es ergibt sich:

$$\bar{T}_{A_r} = \bar{T}_{A_c} + \Psi \cdot \Delta \bar{T}_{r,kont}^* + \Phi \cdot \Delta \bar{T}_{r,bew}^* \quad (86)$$

mit

$$\Delta \bar{T}_{r,kont}^* = \frac{\beta_{eff}^{kont} \cdot \mu \cdot \sqrt{p_c} \cdot v_R \cdot \sqrt{E}}{\lambda^{kont}} \quad (87)$$

$$\Delta \bar{T}_{r,bew}^* = \frac{\beta_{eff}^{bew} \cdot \mu \cdot \sqrt{v_R} \cdot p_c^{0,25} \cdot E^{0,75}}{\sqrt{\lambda^{bew} \cdot \rho^{bew} \cdot c_v^{bew}}} \quad (88)$$

Die unbekannt Koeffizienten  $\Psi$  und  $\Phi$  in Gleichung (86) enthalten alle Unsicherheiten bei der Bestimmung der mittleren Blitztemperaturen in der realen Kontaktfläche. Sie lassen sich theoretisch kaum zuverlässig bestimmen. Alle anderen Parameter in den Gleichungen (86) bis (88) ergeben sich aus den im Modell vorgegebenen oder berechneten Größen.

### 4.3.6 Implementierung

Um die Simulation des thermischen Verhaltens bei Anstreifvorgängen mit möglichst geringem Rechenaufwand zu ermöglichen, sollten soweit möglich geschlossene analytische Gleichungen verwendet werden. Die in den vorhergehenden Abschnitten zusammengefassten Gleichungen bilden hierfür eine wichtige Grundlage. Gemäß den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 lassen sich die Reibwärmeströme in die Dichtspitze und in die Honigwaben analytisch bestimmen (vgl. Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25).

Die Berechnung der in Kapitel 4.3.3 eingeführten Übertragungsfunktion  $G_{TF}$  für die Wärmeabfuhr in die Honigwabenstruktur und in die Dichtspitze ist hingegen mit rein analytischen Ansätzen nicht möglich. Dies liegt zum einen an den komplizierten dreidimensionalen Geometrien, wie zum Beispiel die Honigwabenzellstruktur oder Dichtspitzen mit geneigtem bzw. trapezförmigem Querschnitt. Zum anderen müssen für eine möglichst realitätsgetreue Abbildung auch die konvektiven und radiativen Wärmeübergänge an den Oberflächen berücksichtigt werden. Gleiches gilt für die Berücksichtigung eines möglichen Reibkontakts an der Vorder- und Rückseite der Dichtspitze. Zudem erfordert die Formulierung geschlossener analytischer Gleichungen in der Regel die Annahme temperaturunabhängiger Werkstoffeigenschaften, was meist nicht der Realität entspricht und zu großen Fehlern in den vorhergesagten Temperaturen führen kann [1]. Auch die Annahme eines zeitlich konstanten Reibwärmestroms  $\dot{q}_{R,C}$  wäre für eine rein analytische Formulierung erforderlich. Gerade bei den Anstreifvorgängen in Labyrinthdichtung ist diese Annahme jedoch nur im stationären Verschleißzustand gerechtfertigt, welcher bei sich ständig ändernden Flächenverhältnissen oder starken thermischen Ausdehnungen nie erreicht wird.

Die genannten Gründe machen den Einsatz numerischer Methoden für die Bestimmung der Übertragungsfunktion  $G_{TF}$  zwingend erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher die Wärmeabfuhr in den Stator und in die Dichtspitze, wie im Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25 angedeutet, über jeweils ein unabhängiges numerisches thermisches Modell bestimmt werden. Eine numerische Kontaktmodellierung ist hierfür gemäß Kapitel 4.3.1 nicht erforderlich, was den Rechenaufwand erheblich reduziert. Stattdessen werden die zeitabhängigen flächenspezifischen Reibwärmeeinträge in die scheinbaren Kontaktflächen der Dichtspitze bzw. des Stators

$$\dot{q}_{A_{A2}}^D = \frac{A_C}{A_{A2}^D} \cdot \dot{q}_{R,C}^D \quad (89)$$

$$\dot{q}_{A_A}^S = \frac{A_C}{A_A^S} \cdot \dot{q}_{R,C}^S \quad (90)$$

für jeden Zeitschritt analytisch gemäß den Überlegungen in Abschnitt 4.2, 4.3.1 und 4.3.2 neu bestimmt und dem numerischen thermischen Modell als Randbedingung zweiter Ordnung aufgeprägt. Für die analytische Berechnung der Reibwärmeeinträge werden die aktuell vorherrschenden Temperaturen und Kontaktdrücke sowie die dazugehörigen Reib- und Verschleißbedingungen berücksichtigt. Um gleichzeitig auch die Wärmedehnung bestimmen zu können, muss das numerische Modell für die thermischen Verhältnisse eine gekoppelte Berechnung der Verschiebungen und Temperaturen ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl ein Finite-Elemente-Modell in der kommerziellen Modellierungssoftware Abaqus als auch ein Finite-Differenzen-Modell in der kommerziellen

Mathematiksoftware Matlab zur Modellierung der thermischen Verhältnisse implementiert.

## 4.4 Beschreibung des Verschleißmodells

Die Einlauffähigkeit und somit das Verschleißverhalten zählen wie in Abschnitt 2.1.2 erläutert zu den wichtigsten Auslegungskriterien für Einlaufsysteme. Anstreifvorgänge an Schaufeln oder Labyrinthdichtungen sind auf Grund der meist sehr hohen Steifigkeiten der umgebenden Struktur und des damit verbundenen geringen elastischen Verformungsvermögens verschiebungsgesteuert. Wie die experimentellen Untersuchungen in Kapitel 3 gezeigt haben, ist das Anstreifverhalten bei verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgängen primär durch das Verschleißverhalten des Einlaufsystems bestimmt. Weiterhin haben die Anstreifversuche in Kapitel 3 verdeutlicht, dass sich der Verschleiß vor allem aus abrasivem Materialabtrag und starken plastischen Verformungen der Reibpartner zusammensetzt. Andere Verschleißmechanismen, wie zum Beispiel diffusionsbasierter Verschleiß oder Oxidationsverschleiß, laufen zeitlich zu langsam ab, so dass sie beim Anstreifen in Turbomaschinen eine untergeordnete Rolle spielen.

Für die erfolgreiche Modellierung der verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgänge in Turbomaschinen ist die realitätsgetreue Abbildung des Verschleißverhaltens eine grundlegende Voraussetzung. Sowohl der Verschleiß im Einlaufbelag als auch auf der rotierenden Komponente müssen richtig vorhergesagt werden. Nur so lässt sich das Einlaufverhalten des betrachteten Systems erfolgreich bewerten und optimieren. Aus Sicht der Kontaktmechanik entspricht Verschleiß in der Lagrange'schen Betrachtungsweise einem spannungsfreien Verschiebungsvektor  $\mathbf{U}_w$  eines Materialpunkts  $\mathbf{X}_P$  der Kontaktflächenmenge  $\Omega_C$  senkrecht zur Oberfläche mit Normalenvektor  $\mathbf{N}_\perp$  (vgl. auch Abschnitt 4.2) [178]:

$$\mathbf{U}_w(\mathbf{X}_P, t) \cdot \mathbf{N}_\perp(\mathbf{X}_P) = -\Delta \hat{y}_{w,\perp}(\mathbf{X}_P, t) = -w(\mathbf{X}_P, t), \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C \quad (91)$$

Dabei entspricht der skalare Parameter  $w$  der Verschleißtiefe am Materialpunkt mit Ortskoordinate  $\mathbf{X}_P$  senkrecht zur Oberfläche. Aus der Verschleißtiefe  $w$  lässt sich durch Integration über die Zeit  $t$  und die Kontaktflächenmenge  $\Omega_C$  das Volumen  $V_W$  bzw. die Masse an verschlissenenem Werkstoff  $m_W$  bestimmen:

$$V_W(t) = \int_{\tau=0}^t \int_{\Omega_C} w(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot dA_C \cdot d\tau, \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C \quad (92)$$

$$m_W(t) = \int_{\tau=0}^t \int_{\Omega_C} \rho(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot w(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot dA_C \cdot d\tau, \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C \quad (93)$$

Dabei ist  $\rho(\mathbf{X}_P, \tau)$  die Dichte des Werkstoffs an der aktuell betrachteten Position  $\mathbf{X}_P$  zum Zeitpunkt  $\tau$ . Der Term  $dA_C$  beschreibt die in Kontakt stehende infinitesimale Fläche am betrachteten Punkt  $\mathbf{X}_P$ . Die Verschleißtiefe  $w$  wird im Wesentlichen bestimmt durch die skalare zeitliche Verschleißrate  $\dot{w}$  des jeweiligen Körpers, welche wiederum eine Funktion der konstitutiven Verschleißgleichungen und somit der lokalen Kontaktbedingungen, der lokalen Temperatur und der lokalen Werkstoffeigenschaften ist. Die skalare Verschleißrate ist damit meist zeitabhängig und in der Lagrange'schen Betrachtungsweise wie folgt definiert [178]:

$$\dot{w}(\mathbf{X}_P, t) = -\dot{\mathbf{U}}_w(\mathbf{X}_P, t) \cdot \mathbf{N}_\perp(\mathbf{X}_P), \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C \quad (94)$$

Mit der zeitlichen Ableitung des spannungsfreien Verschiebungsvektors:

$$\dot{U}_w(\mathbf{X}_P, t) = \left. \frac{\partial U_w(\mathbf{X}_P, t)}{\partial t} \right|_{X_P = \text{konst}} \quad (95)$$

Die skalare Verschleißtiefe im Zeitintervall  $\langle 0, t \rangle$  ergibt sich für die Honigwabenstruktur (S) und die Dichtspitze (D) am Kontaktpunkt  $\mathbf{X}_P$  zu:

$$w^S(\mathbf{X}_P, t) = \int_0^t \dot{w}^S(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot d\tau, \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C^S \quad (96)$$

$$w^D(\mathbf{X}_P, t) = \int_0^t \dot{w}^D(\mathbf{X}_P, \tau) \cdot d\tau, \quad \text{für } \mathbf{X}_P \in \Omega_C^D \quad (97)$$

Beim Verschleißproblem handelt es sich um ein Anfangsrandwertproblem, dessen Lösung abhängig vom zeitlichen Verlauf der Belastung und den damit verknüpften Kontakt- und Randbedingungen ist. Zur Lösung des Anfangsrandwertproblems bietet sich vor allem der explizite, vorwärts gerichtete Euler-Lösungsansatz an. Ausgehend von einer Anfangsgeometrie wird der Verschleiß demnach inkrementell berechnet und die Geometrie entsprechend aktualisiert. Für die neue Geometrie wird das Kontaktproblem erneut gelöst, um die aktuelle Verschleißrate als Funktion der angepassten Kontaktbedingungen bestimmen zu können.

Ähnlich dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Kontaktmodell ist in diesem Fall auch für die Modellierung des Verschleißes pro Kontaktfläche eine eindimensionale Betrachtung ausreichend. Dementsprechend genügt pro Reibpartner und Kontaktfläche die Bestimmung einer repräsentativen ortsunabhängigen Verschleißrate  $\dot{w}(t)$ . Für die Berücksichtigung von Verschleiß bei der Modellierung von Anstreifvorgängen muss die Verschleißrate  $\dot{w}$  als Funktion der Kontaktbedingungen, Reibtemperaturen und Werkstoffeigenschaften an der jeweiligen Kontaktfläche definiert werden.

Die Entwicklung solcher zuverlässigen Verschleißmodelle wird unter anderem durch eine Veränderung der Topographie, der Oberflächentemperaturen und der realen Kontaktfläche im Laufe des Anstreifvorgangs erschwert [95]. Weitere erschwerende Effekte umfassen Oberflächenschädigungen, Ansammlungen von Verschleißpartikeln in der Kontaktzone oder Materialfragmentierungen. Bis heute konnten dementsprechend keine allgemeingültigen Verschleißmodelle entwickelt werden, welche eine zuverlässige Verschleißvorhersage für beliebige Betriebsbedingungen ermöglichen [95]. Der Einsatz von Verschleißmodellen erfordert bisher stets die Definition empirischer Konstanten, welche durch geeignete experimentelle Versuche bestimmt oder geschätzt werden müssen [95]. In den folgenden zwei Abschnitten werden Verschleißgesetze für den materialabtragenden Verschleiß (Abschnitt 4.4.1) und plastischen Verformungsvererschleiß (Abschnitt 4.4.2) definiert und diskutiert. Dabei werden verfügbare Ansätze aus der Literatur soweit möglich berücksichtigt.

#### 4.4.1 Materialabtragender Verschleiß

Wie aus der Literaturrecherche (Kapitel 2) und den Anstreifversuchen (Kapitel 3) hervorgeht, spielt der materialabtragende Verschleiß bei der Modellierung von Anstreifvorgängen in Turbomaschinen eine entscheidende Rolle. Er kann sowohl durch abrasive Verschleißmechanismen als auch durch einen adhäsiven Materialübertrag zwischen den Reibpartnern verursacht werden.

Bei der Modellierung von materialabtragendem Verschleiß wird in der Literatur häufig auf

das statistisch basierte Verschleißgesetz von Archard zurückgegriffen, welches um die Exponenten  $e_1$ ,  $e_2$  und  $e_3$  erweitert wurde [6]. Es basiert auf der Überlegung, dass sich der global beobachtete, makroskopische Verschleiß aus der Summe der lokal wirkenden, mikroskopischen Verschleißmechanismen an den realen Kontaktstellen ergibt. Je größer die Anzahl der realen Kontaktstellen und je länger diese am Reibvorgang beteiligt sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass lokal Material entfernt wird. Dementsprechend ist das abgetragene Verschleißvolumen  $V_{w,a}$  sowohl proportional zur Anzahl der realen Kontaktpunkte als auch zum zurückgelegten Gleitweg  $s_G$ . Die Anzahl der realen mikroskopischen Kontaktpunkte ist wiederum proportional zur im Reibkontakt wirkenden Normalkraft  $F_C$  sowie umgekehrt proportional zur Härte  $H$  der weicheren Oberfläche. Das Archard-Verschleißgesetz ergibt sich allgemein zu [6]:

$$V_{w,a} = k_W \cdot (F_C)^{e_1} \cdot (s_G)^{e_2} \cdot \left(\frac{1}{H}\right)^{e_3} \quad (98)$$

Dabei ist  $k_W$  eine Proportionalitätskonstante. Die nachträglich eingeführten Exponenten  $e_1$ ,  $e_2$  und  $e_3$  dienen der Berücksichtigung von nichtlinearen Effekten. Gerade bei starkem Verschleiß und sehr hohen Reibtemperaturen, wie sie beim Anstreifen von Einlaufsystemen zu erwarten sind, ist die Oberflächenhärte nur sehr schwer vorhersagbar und somit kein repräsentatives Maß für die Steifigkeit der Kontaktflächen. Stattdessen soll an dieser Stelle der eher bekannte temperaturabhängige Elastizitätsmodul  $E$  als Maß für die Steifigkeit der Oberfläche verwendet werden, wodurch sich die Einheit des Verschleißkoeffizienten ändert.

Für die Anwendung dieses Verschleißgesetzes zur Modellierung von Anstreifvorgängen in Turbomaschinen muss berücksichtigt werden, dass der Reibkontakt, wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert, in vielen Fällen nicht kontinuierlich über eine Rotorumdrehung erfolgt, sondern wie bei den Anstreifversuchen im Prüfstand (vgl. Kapitel 3) nur über ein Umfangssegment  $\varphi_{ec}$  der Dichtspitze wirksam ist. Wird vereinfachend angenommen, dass während dem tatsächlichen Kontakt im Umfangssegment  $\varphi_{ec}$  die homogene mittlere Kontaktkraft  $F_C$  wirkt, so ergibt sich das folgende Verschleißvolumen während des Reibkontakts:

$$V_{w,a,\varphi} = k_W^{ab} \cdot (F_C)^{e_1} \cdot (s_{G,\varphi})^{e_2} \cdot \left(\frac{1}{E}\right)^{e_3} \quad (99)$$

Der zurückgelegte Reibweg  $s_{G,\varphi}$  während des Kontakts der Zeitdauer  $t_\varphi$  pro Rotorumdrehung beträgt:

$$s_{G,\varphi} = v_R \cdot t_\varphi = \varphi_{ec} \cdot r_D \quad (100)$$

Darin entspricht  $v_R$  der Reibgeschwindigkeit und  $r_D$  dem Radius der Kontaktstelle. Weiterhin lässt sich das Verschleißvolumen in eine Verschleißtiefe  $w_{a,\varphi}$  senkrecht zur Kontaktfläche umrechnen. Somit ergibt sich insgesamt für die abgetragene Verschleißtiefe pro Rotorumdrehung:

$$w_{a,\varphi} = \frac{V_{w,a,\varphi}}{A_C} = k_W^{ab} \cdot (p_C)^{e_1} \cdot (A_C)^{e_1-1} \cdot (\varphi_{ec})^{e_2} \cdot (r_D)^{e_2} \cdot \left(\frac{1}{E}\right)^{e_3} \quad (101)$$

Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, bietet es sich wie in Abschnitt 4.1 beschrieben an, die zeitgemittelte Verschleißtiefe

$$\bar{w}_a = w_{a,\varphi} \cdot N = w_{a,\varphi} \cdot \frac{t}{t_U} \quad (102)$$

zu definieren, wobei  $N$  die Anzahl der Rotorumdrehungen und  $t_U$  die Umlaufdauer einer Rotorumdrehung ist. Werden alle weiteren Größen über die betrachtete Zeitdauer als zeitlich konstant angenommen, so ergibt sich die mittlere materialabtragende Verschleißrate zu:

$$\bar{\dot{w}}_a = \frac{d\bar{w}_a}{dt} = k_W^{ab} \cdot (p_C)^{e1} \cdot (A_C)^{e1-1} \cdot (\varphi_{ec})^{e2} \cdot (r_D)^{e2} \cdot \left(\frac{1}{E}\right)^{e3} \cdot \frac{1}{t_U} \quad (103)$$

und mit

$$t_U = \frac{2 \cdot \pi \cdot r_D}{v_R} \quad (104)$$

ergibt sich schließlich:

$$\bar{\dot{w}}_a = k_W^{ab} \cdot (p_C)^{e1} \cdot (A_C)^{e1-1} \cdot \left(\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}\right)^{e2} \cdot (2 \cdot \pi \cdot r_D)^{e2-1} \cdot \left(\frac{1}{E}\right)^{e3} \cdot v_R \quad (105)$$

Wird der tatsächlich in der Kontaktfläche wirkende Anpressdruck  $p_C$  als Funktion eines über die Rotorumdrehung zeitgemittelten Anpressdrucks  $\bar{p}_C$  ausgedrückt, ändert sich die Gleichung wie folgt:

$$p_C = \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} \cdot \bar{p}_C \quad (106)$$

$$\bar{\dot{w}}_a = k_W^{ab} \cdot (\bar{p}_C)^{e1} \cdot (A_C)^{e1-1} \cdot \left(\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}\right)^{e2-e1} \cdot (2 \cdot \pi \cdot r_D)^{e2-1} \cdot \left(\frac{1}{E}\right)^{e3} \cdot v_R \quad (107)$$

Gemäß Gleichung (107) hängt die mittlere abrasive Verschleißrate vor allem vom mittleren Kontaktdruck  $\bar{p}_C$ , dem temperaturabhängigen Elastizitätsmodul  $E$  und der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  ab. Je höher Anpressdruck und Reibgeschwindigkeit ausfallen, desto höhere abrasive Verschleißraten ergeben sich. Die kinematischen Kontaktbedingungen in Form der Größe des Anstreifsegments  $\varphi_{ec}$  spielen hingegen eine untergeordnete Rolle, vorausgesetzt die Exponenten  $e1$  und  $e2$  liegen in einer ähnlichen Größenordnung. Betragen alle drei Exponenten eins ( $e1 = e2 = e3 = 1$ ), so vereinfacht sich das abrasive Verschleißgesetz zu:

$$\bar{\dot{w}}_a = k_W^{ab} \cdot \bar{p}_C \cdot \frac{1}{E} \cdot v_R \quad (108)$$

Im Gegensatz zur materialabtragenden Verschleißrate  $\bar{w}_{GV}$ , die in Kapitel 3 aus dem gemessenen Gewichtsverlust abgeleitet wurde (vgl. Abschnitt 3.4.4), bezeichnet der Parameter  $\bar{w}_a$  die Schätzung der mittleren abrasiven Verschleißrate mit Hilfe des Verschleißgesetzes von Archard.

Der abrasive Verschleißkoeffizient  $k_W^{ab}$  lässt sich theoretisch nicht zuverlässig vorhersagen, da hierfür genaue Kenntnisse der auf mikroskopischer Skala vorherrschenden Bedingungen sowie der wirkenden Reib- und Verschleißmechanismen vorhanden sein müssten. Stattdessen erfolgt die Bestimmung, wie später in Kapitel 5.1.4 erläutert, mit Hilfe der experimentellen Versuchsdaten.



#### 4.4.2 Plastischer Verschleiß

Die Modellierung von plastischen Verformungen erfordert die Definition einer Fließgrenze und konstitutiver Gleichungen, um die Größe und Richtung der plastischen Verformung zu bestimmen. Wird die plastische Verformung in einem Finite-Elemente-Modell berücksichtigt, ergeben sich stark nichtlineare Gleichungssysteme, deren iterative Lösung sehr rechenintensiv ist. Um den Rechenaufwand zu minimieren, soll für den zu entwickelnden Modellierungsansatz der plastische Verformungsverschleiß durch ein einfaches Ersatzmodell abgebildet werden. Im Gegensatz zum Gesetz von Archard wurden in der Literatur bisher keine Korrelationen zur Vorhersage von plastischem Verschleiß vorgeschlagen. Das hängt unter anderem damit zusammen, dass der plastische Verschleiß in herkömmlichen tribologischen Systemen im Vergleich zum materialabtragenden Verschleiß nur eine untergeordnete Rolle spielt. Aus diesem Grund muss für diese Arbeit ein physikalisch basiertes Ersatzmodell entwickelt werden, welches die Einflüsse der wichtigen Parameter Kontaktdruck, Reibtemperatur und Dehngrenze des Werkstoffs realistisch abbildet.

Die Entwicklung eines solchen physikalischen plastischen Verschleißmodells erfolgt in Analogie zur Betrachtung des plastischen Verformungsverhaltens eines einfachen eindimensionalen Druckstabs, welcher verschiebungsgesteuert instantan komprimiert wird. Eine ausführliche Herleitung bietet Kapitel 8.10 im Anhang dieser Arbeit. Für die plastische Verschleißtiefe  $w_{pl}$ , welche senkrecht zur betrachteten Kontaktfläche definiert ist, ergibt sich der folgende zeitabhängige Zusammenhang:

$$w_{pl} = \begin{cases} 0 & \text{für } p_c \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \left(1 - c_{pl} \cdot \frac{R_{p02}}{p_c}\right) \cdot s_r \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}}\right) & \text{für } p_c > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (109)$$

Dabei entspricht der Parameter  $s_r$  der aktuellen realen Überdeckung zwischen beiden Reibpartnern (vgl. Abschnitt 4.2). Der Faktor  $c_{pl}$  ermöglicht die Berücksichtigung von Skaleneffekten, um die größeren auf mikroskopischer Ebene wirkenden Spannungen im makroskopischen Modell zu berücksichtigen. Der Parameter  $t_{c,pl}$  ist eine temperaturabhängige Zeitkonstante, welche die Geschwindigkeit der plastischen Verformung beschreibt. Ist der resultierende Kontaktdruck  $p_c$  kleiner als die effektive Fließgrenze  $c_{pl} \cdot R_{p02}$  tritt kein plastischer Verschleiß auf. Gleichung (109) verdeutlicht, dass der plastische Verschleiß mit zunehmender realer Überdeckung  $s_r$  bei gleichem Kontaktdruck  $p_c$  ansteigt. Folglich erhöht er sich auch bei abnehmender druckspezifischer Struktursteifigkeit (vgl. Kapitel 8.10 im Anhang).

Ähnlich zum materialabtragenden Verschleiß muss auch hier berücksichtigt werden, dass der Reibkontakt häufig nur über ein Umfangssegment  $\varphi_{ec}$  wirksam ist (vgl. Abschnitt 4.4.2). Während des Kontakts über dieses Umfangssegment ergibt sich der folgende Verschleiß:

$$w_{pl,\varphi} = \begin{cases} 0 & \text{für } p_c \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \left(1 - c_{pl} \cdot \frac{R_{p02}}{p_c}\right) \cdot s_{r,\varphi} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\varphi_{ec} \cdot r_D}{t_{c,pl} \cdot v_R}}\right) & \text{für } p_c > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (110)$$

Darin entspricht  $v_R$  der Reibgeschwindigkeit und  $r_D$  dem Radius der Kontaktstelle. Die zeitgemittelte plastische Verschleißtiefe ergibt sich in diesem Fall zu:

$$\bar{w}_{pl,\varphi} = w_{pl,\varphi} \cdot N = w_{pl,\varphi} \cdot \frac{t}{t_U} \quad (111)$$

Die resultierende mittlere plastische Verschleißrate ist wie folgt definiert:

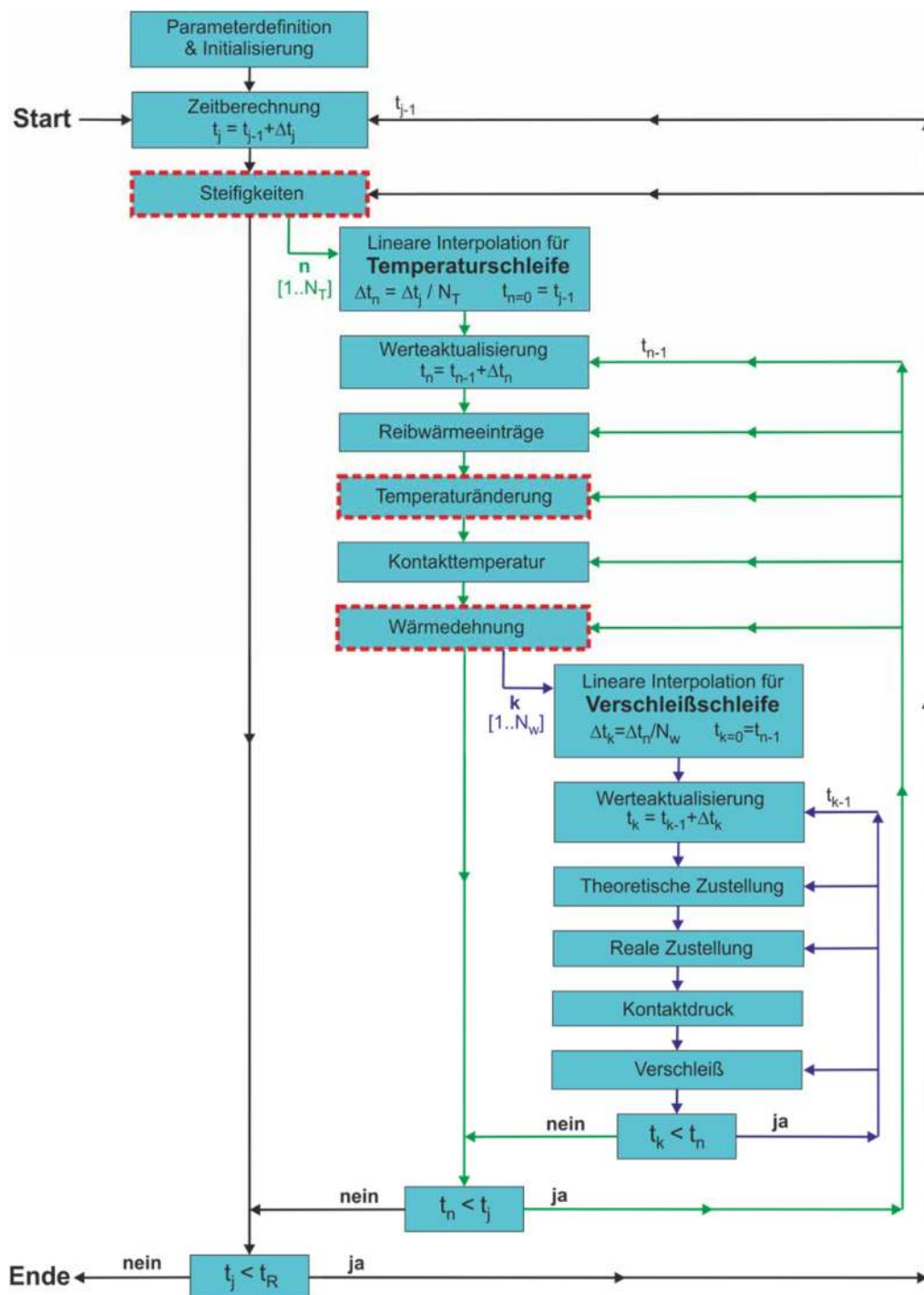
$$\bar{w}_{pl,\varphi} = \begin{cases} 0 & \text{für } p_c \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \left(1 - c_{pl} \cdot \frac{R_{p02}}{p_c}\right) \cdot \frac{s_{r,\varphi} \cdot v_R}{2 \cdot \pi \cdot r_D} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\varphi_{ec} \cdot r_D}{t_{c,pl} \cdot v_R}}\right) & \text{für } p_c > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (112)$$

Der Einfluss der Temperatur kann über die Temperaturabhängigkeit der Dehngrenze und der werkstoffabhängigen Verformungsgeschwindigkeit  $t_{c,pl}$  berücksichtigt werden. Letztere lässt sich über entsprechende Werkstofftests direkt bestimmen oder muss, genauso wie der Koeffizient  $c_{pl}$ , durch Abgleich der Simulationsergebnisse mit Anstreifversuchen angepasst werden.

## 4.5 Modellimplementierung

Die in den vorherigen Abschnitten definierten Modelle für die verschiedenen Teilsysteme des tribologischen Einlaufsystems müssen zu einem Gesamtmodell verknüpft werden. Die Zustandsparameter des tribologischen Systems, wie zum Beispiel die Reibtemperaturen, Kontaktdrücke und der Verschleiß sowie die Geometrien der Reibpartner, ändern sich im Laufe des Anstreifvorgangs. Entsprechend ist die Simulation des tribologischen Systems wie in Abbildung 30 dargestellt zwangsläufig ein iterativer Prozess, der den regelmäßigen Datenaustausch zwischen den Teilmodellen erfordert. Die zeitliche Diskretisierung zur Lösung des Anfangsrandwertproblems erfolgt mit dem expliziten Euler-Verfahren. Zu Beginn eines Zeitinkrements werden die Komponenten der Steifigkeitsmatrix ermittelt. Anschließend erfolgt die Berechnung der Temperaturänderungen und der dazugehörigen thermischen Ausdehnungen über das aktuelle Zeitinkrement. Grundlage hierfür sind die zu Beginn des Zeitschritts vorliegenden Reibwärmeströme, die sich aus der realen Überdeckung und den dazugehörigen Kontaktdrücken ergeben und über das aktuelle Zeitinkrement als konstant angenommen werden. Mit Kenntnis der Temperaturen am Ende des Zeitinkrements erfolgt nachträglich die Berechnung des resultierenden Gesamtverschleißes, der sich über die Dauer des Zeitinkrements ergeben hat. Grundlage für die Verschleißberechnung sind die als zeitlich konstant angenommenen Steifigkeiten, Kontaktdrücke und Temperaturen. Mit Hilfe der zeitabhängigen theoretischen Überdeckung, des Gesamtverschleißes und der zuvor berechneten thermischen Ausdehnungen lassen sich abschließend die neue reale Überdeckung sowie die daraus resultierenden Kontaktdrücke und freigesetzten Reibwärmeströme für den nächsten Zeitschritt bestimmen. Ein noch ausführlicheres Ablaufschema mit Angabe der jeweils berechneten Größen befindet sich in Kapitel 8.11 im Anhang dieser Arbeit.

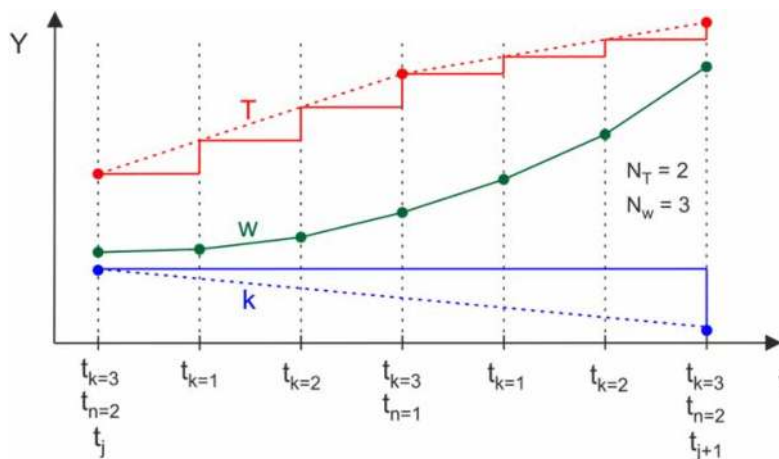
Die Kombination der verschiedenen Teilmodelle verdeutlicht, warum das Verhalten von tribologischen Einlaufsystemen so komplex ist. Neben der Vielzahl von Einflussgrößen deuten die Teilmodelle auch auf Wechselwirkungen zwischen den Einflussfaktoren hin. Um den Rechenaufwand dennoch so gering wie möglich zu halten, werden die beschriebenen Teilmodelle mit Hilfe von entsprechenden Skripten analytisch berechnet und miteinander kombiniert. Lediglich für die Bestimmung der Komponenten der Steifigkeitsmatrix des Kontaktmodells (vgl. Abschnitt 4.2), der Übertragungsfunktion zur Berechnung der



**Abbildung 30:** Ablaufschema des entwickelten Modellierungsansatzes mit einem expliziten Zeitschrittverfahren und Zeitskalentrennung

Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone und der Temperatur der scheinbaren Kontaktfläche (vgl. Abschnitt 4.3.6) sowie den damit verknüpften thermischen Ausdehnungen sind numerische Modelle unerlässlich. Nur mit solchen numerischen Modellen lassen sich in diesen Fällen die dreidimensionalen Geometrien, temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften und alle thermischen Randbedingungen realitätsnah berücksichtigen. In Abbildung 30 sind die numerischen Modelle jeweils durch einen gestrichelten Rahmen gekennzeichnet.

Zur Beschleunigung der Rechnung bietet sich eine Zeitskalentrennung an [74]. Die Änderung der Komponenten der Steifigkeitsmatrix verläuft im Vergleich zu den Kontaktphänomenen und Verschleißvorgängen zeitlich träge, so dass sie nicht in jedem Zeitschritt neu berechnet werden müssen. Gleiches gilt für die vergleichsweise zeitlich trägen thermischen Effekte. Gerade für diese rechenintensiveren numerischen Modelle lassen sich durch eine Zeitskalentrennung, wie in Abbildung 30 und Abbildung 31 dargestellt, deutliche Zeitersparnisse erzielen. Die Bestimmung der Steifigkeiten für die aktuell vorliegenden Geometrien und Temperaturen erfolgt mit der Zeitschrittgröße  $\Delta t_j$ , wobei  $j$  der Inkrementnummer entspricht. Die Bestimmung der Reibtemperaturen erfolgt mit einer um einen Faktor  $N_T$  feineren zeitlichen Auflösung  $\Delta t_n$ . Innerhalb der Temperaturschleife werden die zu Beginn der Steifigkeitsschleife bestimmten Steifigkeitskomponenten als zeitlich konstant angenommen. Eine Vorhersage der grobskaligen Steifigkeitsentwicklung ohne Kenntnis der feinskaligeren Temperaturentwicklung für den nachfolgenden Zeitschritt der Steifigkeitsschleife ist nicht möglich. Am Ende eines jeden Temperaturinkrements  $n$  wird wie beschrieben nachträglich der resultierende Verschleiß berechnet. Die Verschleißberechnung erfolgt in mehreren, um einen Faktor  $N_w$  kleineren Zeitschritten  $\Delta t_k$ . Die in der Verschleißschleife benötigten Temperaturen und thermischen Ausdehnungen werden jeweils durch lineare Interpolation der vorab berechneten grobskaligeren Stützpunkte aus der Temperaturschleife ermittelt. (vgl. Abbildung 31).



**Abbildung 31:** Qualitative Darstellung der Zeitskalentrennung und der linearen Interpolation für die Berechnung der Steifigkeiten  $k$ , Temperaturen  $T$  und des Verschleißes  $w$

In einem nächsten Schritt ist durch einen Vergleich der Simulationsergebnisse mit geeigneten experimentellen Daten zu prüfen, ob die dem Modellierungsansatz zugrunde liegenden Teilmodelle und Annahmen ausreichen, um das Anstreifverhalten der Einlaufsysteme zuverlässig zu beschreiben. Die Bestimmung der geeigneten Zeitinkrementgrößen ist, wie in Kapitel 5.2.1 gezeigt, nur im Rahmen einer Konvergenzstudie möglich. Für alle nachfolgend durchgeführten Simulationen wird ausschließlich das in Matlab implementierte Modell für die Vorhersage des Anstreifverhaltens zwischen einer einzelnen Dichtspitze und einem rechteckigen Metallblech verwendet.

---

## 5 Modellvalidierung

Der im vorherigen Kapitel 4 entwickelte Modellierungsansatz und die zugrundeliegenden Annahmen und Teilmodelle werden in diesem Kapitel validiert. Als Validierungsdaten dienen die Anstreifversuche mit parallel zur Dichtspitze orientiertem Metallblech, deren ausführliche Beschreibung und Diskussion in Kapitel 3 erfolgte. Für die Validierung ist zunächst die Definition aller für das Modell benötigten Parameter erforderlich (Abschnitt 5.1). Dies umfasst neben der Geometrie und den Randbedingungen auch die Bestimmung der tribologischen Parameter für Reibkontakt und Verschleiß, welche teilweise mit Hilfe analytischer Ersatzmodelle ermittelt werden müssen.

Im zweiten Teil dieses Kapitels erfolgt der Vergleich der Ergebnisse aus den Anstreifversuchen und Simulationen. Zunächst wird der Einfluss der örtlichen und zeitlichen Diskretisierung am Beispiel von AnstreifszENARIO S3 untersucht (Abschnitt 5.2.1). Anschließend erfolgt die Validierung aller fünf AnstreifszENARIEN durch Betrachtung der über die Anstreifdauer gemittelten Kontaktdrücke, Verschleißverhältnisse und Reibtemperaturen (Abschnitt 5.2.2). Der vorletzte Abschnitt 5.3 dieses Kapitels umfasst eine Diskussion des Einflusses ausgewählter Systemparameter, welche im Experiment nicht direkt messbar und somit nur über Simulationen zugänglich sind. Das Kapitel schließt mit einem Fazit in Abschnitt 5.4.

### 5.1 Bestimmung der Modellparameter

Für die Simulation des Anstreifvorgangs zwischen der einzelnen Labyrinthdichtspitze und dem Metallblech ist die Definition von insgesamt über 40 Modellparametern erforderlich. Hierzu zählen sowohl die Geometrie und Randbedingungen (Abschnitt 5.1.1) als auch die Anstreifbedingungen. Gleiches gilt für die Temperaturerhöhungsfaktoren, welche sich in Folge des ungleichmäßigen Reibkontakts über eine Rotorumdrehung und der sich relativ zum Reibpartner bewegenden Wärmequelle ergeben (Abschnitt 5.1.2). Weiterhin ist eine möglichst realitätsgetreue Definition der tribologischen Modellparameter (Abschnitt 5.1.3) sowie der Koeffizienten der Verschleißmodelle (Abschnitt 5.1.4) unerlässlich. Der letzte Abschnitt 5.1.5 widmet sich der Vorhersage der Blitztemperaturen sowie der im Pyrometer gemessenen Dichtspitzentemperaturen.

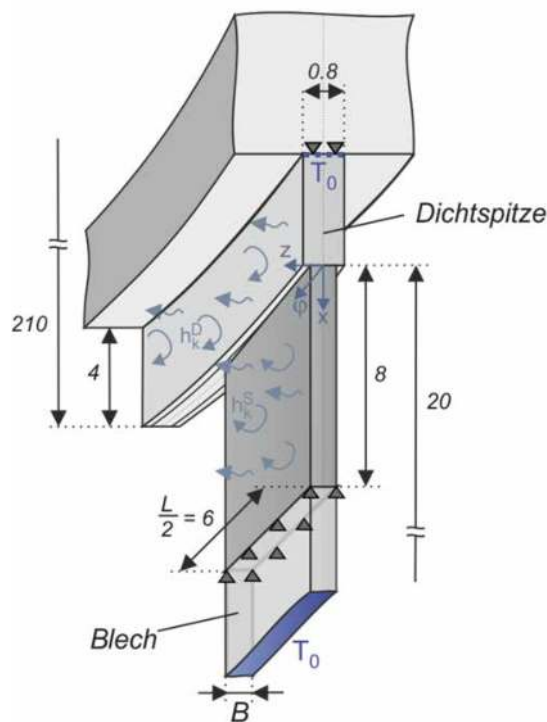
#### 5.1.1 Modellgeometrie & Randbedingungen

Abbildung 32 enthält einen Schnitt durch die Symmetrieebene des Reibkontakts in Tangentialrichtung  $\varphi$  und verdeutlicht die im Simulationsmodell berücksichtigten Geometrieverhältnisse und Randbedingungen. Die ebene Blechgeometrie entspricht den nominellen Abmaßen mit 20 mm Höhe und 12 mm Länge sowie Blechdicken  $B$  von 0,4 mm bzw. 0,6 mm. Die Breite  $B_D$  der rotationssymmetrischen Dichtspitze mit rechteckigem Querschnitt wird mit 0,8 mm angenommen, um dem Effekt der Dichtspitzenaufweitung gerecht zu werden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Außerdem ist die Dichtspitze 4 mm hoch, wobei der äußere Spitzenradius  $r_D$  210 mm beträgt. Der Einfluss der dreidimensionalen Geometrieänderung des Blechs durch pilzartige plastische Verformungen während des Anstreifvorgangs muss im Modell zur Verkürzung der Rechendauer vernachlässigt werden. Stattdessen wird der plastische Verschleiß gemäß Abschnitt 4.4.2 rein eindimensional durch

die Verschleißhöhe  $w_{pl}$  senkrecht zur Kontaktfläche berücksichtigt.

Um das Rechengebiet so klein wie möglich zu halten, werden die Blechhalterung und der Labyrinthträger des Rotors nicht mitmodelliert. Die Berücksichtigung ihrer Wirkung erfolgt stattdessen durch entsprechende thermische und mechanische Randbedingungen. Der Fuß der Labyrinthdichtspitze wird während des Anstreichvorgangs vereinfachend als mechanisch fest eingespannt mit konstant bleibender Ausgangstemperatur  $T_0 = 20\text{ °C}$  simuliert. Diese Randbedingungen repräsentieren den deutlich steiferen und massiveren Labyrinthspitzenträger, welcher vom Anstreichvorgang thermisch und mechanisch kaum beeinflusst wird.

Die Blechhalterung fixiert das Metallblech und verkürzt somit seine frei verformbare Höhe, welche sich auf dessen Steifigkeit und thermische Ausdehnung in Folge der Reibtemperaturerhöhung auswirkt. Außerdem beeinflusst die Blechhalterung die konvektive Kühlung durch die vom Rotor stark verdrallte Luft, welche das Metallblech auf Höhe der Blechhalterung nicht umströmen kann. Die konvektive Kühlung durch die umgebende Luft wird daher nur über die freie Blechlänge von 8 mm berücksichtigt, wobei der Wärmeübergangskoeffizient  $h_k^S$  über die horizontale Blechlänge  $L$  als konstant angenommen wird und mit zunehmendem vertikalen Abstand  $x$  von der Kontaktstelle gemäß der sinkenden Luftgeschwindigkeit abfällt. Durch Vergleich mit den Blechtemperaturen, welche während der Anstreichversuche mit der Thermokamera gemessen wurden, können die konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten iterativ bestimmt werden.



**Abbildung 32:** Schematische Darstellung des Mittelschnitts der Modellgeometrie (alle Längenmaße in [mm])

Für die Dichtspitze mit annähernd konstanter Oberflächengeschwindigkeit werden an den Seitenflanken vereinfachend zeitlich und örtlich konstante konvektive Wärmeübergangs-

koeffizienten  $h_k^D$  angenommen. Der konvektive Wärmeübergang an der radialen Stirnseite der Dichtspitzen ist gegenüber den sehr hohen Reibwärmeeinträgen vernachlässigbar klein. Die konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten hängen annähernd linear von der Luftgeschwindigkeit und somit der Rotordrehzahl ab. Dementsprechend werden für die Anstreifszszenarien S1 und S4 sowie für S2 und S5 jeweils identische Wärmeübergangskoeffizienten angenommen. Neben der konvektiven Wärmeabfuhr berücksichtigt das Modell auch die durch Infrarotstrahlung dissipierte Wärme an den Seitenflanken des Metallblechs und der Dichtspitze.

Die Steifigkeit der umgebenden Struktur wird durch eine druckspezifische Ersatzsteifigkeit abgebildet, welche vor allem von der Steifigkeit des vergleichsweise weichen Kraftsensors bestimmt wird. Diese beträgt 350 MPa/mm für die 0,4 mm dicken Bleche und 230 MPa/mm für die 0,6 mm dicken Bleche.

Neben der realitätsgetreuen Abbildung der Geometrie und Randbedingungen müssen vor allem die Werkstoffeigenschaften von Metallblech und Dichtspitze realitätsnah bestimmt werden. Hierzu zählen die Wärmeleitfähigkeit, die spezifische Wärmekapazität, die Dichte, der Elastizitätsmodul, der Temperaturausdehnungskoeffizient und die Fließgrenze. In Folge der hohen Reibtemperaturen ist eine temperaturabhängige Definition der Werkstoffeigenschaften unerlässlich. Die nachfolgenden Simulationen beruhen alle auf den in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Werkstoffeigenschaften.

Die Simulation des Anstreifvorgangs erfordert sowohl die Modellierung der transienten Temperaturentwicklung in der Dichtspitze als auch im Metallblech. Wie in Kapitel 4.5 erläutert, ist dies auf Grund der vorliegenden Randbedingungen und Geometrien nur über ein numerisches Modell für die Dichtspitze und für das Metallblech sinnvoll. Für die Berechnung der über eine Rotorumdrehung zeitgemittelten Dichtspitzentemperatur  $\bar{T}_{AA2}^D$  in der scheinbaren Anstreiffläche  $A_A$  ist ein achsensymmetrisches Modell ausreichend, da die kinematischen Eingriffsbedingungen, wie im nächsten Unterkapitel beschrieben, über den Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T, D, 2}^*$  berücksichtigt werden. Für eine weitere Reduktion des Rechenaufwands wird die Wärmeleitung in axiale  $z$ -Richtung, also quer zur Dichtspitze, vernachlässigt, so dass eine eindimensionale örtliche Diskretisierung ausreichend ist. Aus ähnlichen Überlegungen erfolgt auch die Berechnung der mittleren makroskopischen Temperatur  $\bar{T}_{AA}^S$  des Metallblechs rein eindimensional. Neben den mittleren Temperaturen der scheinbaren Anstreifflächen ermöglichen die beiden numerischen Modelle auch die Bestimmung der Komponenten  $k$  der Steifigkeitsmatrix sowie der thermischen Ausdehnung  $\Delta y_{\alpha, \pm}$  beider Reibpartner senkrecht zur Kontaktfläche. Eine numerische Modellierung des Kontakts ist wie in Kapitel 4.2 erläutert bei bekannter Steifigkeitsmatrix nicht notwendig. Eine Verfeinerung des Rechenetzes mit zunehmender Nähe zur Kontaktfläche ermöglicht eine weitere Reduktion des Rechenaufwands. Die Untersuchung des Einflusses der Diskretisierung auf die Simulationsergebnisse ist Bestandteil von Kapitel 5.2.1.

### 5.1.2 Anstreifbedingungen

Zur Modellvalidierung werden dieselben fünf Anstreifszszenarien bei identischen Anstreifbedingungen simuliert wie bei den experimentellen Untersuchungen aus Kapitel 3. Für die Zustellung des Blechs wird jeweils eine konstante Zustellrate  $\dot{s}_{th}$  von 0,024 mm/s, 0,254 mm/s und 0,65 mm/s angenommen. Ohne Verschleiß und Wärmeausdehnung der

Reibpartner würde diese konstante Zustellung zu einer theoretischen Überdeckung  $s_{th}$  zwischen Metallblech und Dichtspitze führen:

$$s_{th}(t) = \dot{s}_{th} \cdot t \quad (113)$$

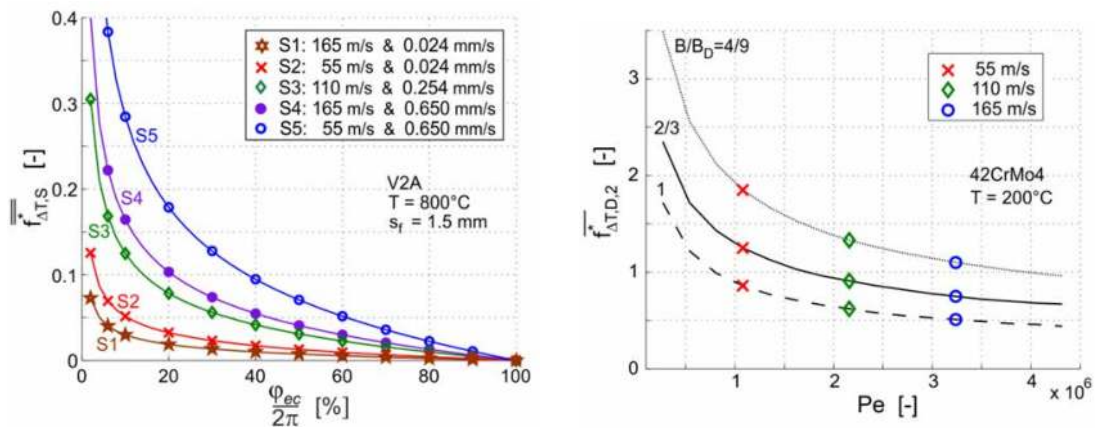
Die Länge des Anstreifvorgangs ergibt sich aus der angestrebten finalen Zustelltiefe  $s_f$ , welche wie im Anstreifversuch zwischen  $0,5 \text{ mm}$ ,  $1 \text{ mm}$  und  $1,5 \text{ mm}$  variiert. Die Reibgeschwindigkeit  $v_R$  wird je nach AnstreifszENARIO identisch zu den Anstreifversuchen mit  $55 \text{ m/s}$ ,  $110 \text{ m/s}$  und  $165 \text{ m/s}$  definiert.

Die Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$ , über welches pro Rotorumdrehung der tatsächliche Reibkontakt stattfindet, lässt sich kaum mit theoretischen Ansätzen berechnen. Sie hängt neben der Unrundheit des Rotors von den resultierenden Schwingungen am Prüfstand ab. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Anstreifversuchen konnte der Parameter  $\varphi_{ec}$  nicht exakt bestimmt werden (vgl. Abschnitt 3.4.3). Für die nachfolgenden Simulationen wird gemäß den Beobachtungen in Kapitel 8.7 im Anhang dieser Arbeit für alle AnstreifszENARIEN angenommen, dass pro Rotorumdrehung nur 15 % des Umfangs der Dichtspitze am Anstreifvorgang beteiligt sind.

In Folge des ungleichförmigen Reibkontakts über die Rotorumdrehung ergibt sich ein zeitlich periodischer Reibwärmeeintrag in das Metallblech und in die Dichtspitze, deren Wirkung im Modellierungsansatz über den thermischen Widerstand  $R_b$  bzw. den Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T}^*$  berücksichtigt wird (vgl. Abschnitt 4.3.2). Letzterer Parameter entspricht gemäß der Definition in Abschnitt 4.3.2 der relativen Temperaturdifferenz zwischen den mittleren makroskopischen Temperaturen in der tatsächlichen aktuellen Kontaktfläche  $A_C$  und den Temperaturen, welche sich für einen zeitunabhängigen effektiven Reibwärmestrom ergeben. Im Gegensatz zum Metallblech, bei welchem der mittlere Reibwärmeeintrag nur zeitlich schwankt bei konstantem Ort, bewegt er sich bei der Dichtspitze mit der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  über die scheinbare Kontaktfläche  $A_{A2}^D$ . Für beide Fälle lässt sich der Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T}^*$  unter vereinfachenden Annahmen a priori analytisch abschätzen. Für eine ausführliche Betrachtung wird auf die Kapitel 8.12 bis 8.14 im Anhang verwiesen. Im Folgenden werden lediglich die wichtigsten Ergebnisse dieser analytischen Abschätzung diskutiert.

Der über die gesamte maximale Zustelltiefe von  $1,5 \text{ mm}$  zeitlich und über die gesamte makroskopische Anstreiffläche  $A_C$  örtlich gemittelte Temperaturerhöhungsfaktor für das Metallblech  $\overline{f_{\Delta T,S}^*}$  ist in Abbildung 33a für die Prüfstandsbedingungen als Funktion der Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  abgebildet. Der Temperaturerhöhungsfaktor steigt mit abnehmender Segmentgröße an, wobei der Anstieg der Kurven für alle AnstreifszENARIEN unterschiedlich groß ausfällt. Je höher die Rotationsgeschwindigkeit und je niedriger die Zustellrate, desto längere Anstreifdauern und geringere Temperaturerhöhungsfaktoren ergeben sich für das Metallblech. Streift das Blech gleichförmig über eine gesamte Rotorumdrehung an ( $\varphi_{ec}/2\pi = 100 \%$ ), so wird der Temperaturerhöhungsfaktor erwartungsgemäß zu null. Die scharfe Steigung der Kurven in Abbildung 33a bei niedrigen Größen des Segmentwinkels lassen auf eine hohe Unsicherheit bezüglich der exakten Bestimmung dieses Faktors schließen.





a) Mittlerer Temperaturerhöhungsfaktor für das Metallblech

b) Mittlerer Temperaturerhöhungsfaktor für die Dichtspitze

**Abbildung 33:** Mittlere Temperaturerhöhungsfaktoren am Blech als Funktion der Segmentgröße (links, für konstant angenommene Werkstoffeigenschaften des Blechs bei  $800^\circ\text{C}$ ) sowie an der Dichtspitze als Funktion der Peclet-Zahl (rechts, für konstant angenommene Werkstoffeigenschaften der Dichtspitze bei  $200^\circ\text{C}$ )

Der örtlich über die aktuelle makroskopische Kontaktfläche  $A_C$  gemittelte Temperaturerhöhungsfaktor  $\overline{f_{\Delta T,D,2}^*}$  für die Dichtspitze ist in Abbildung 33b als Funktion der dimensionslosen Peclet-Zahl  $Pe$  und des Verhältnisses von Blechbreite zu Dichtspitzenbreite ( $B/B_D$ ) dargestellt. Für größere Breitenverhältnisse fallen die Temperaturerhöhungen in der Kontaktzone gegenüber den quasistationären Temperaturen sichtbar geringer aus (vgl. Abbildung 33b), was auf das größere Flächenverhältnis von tatsächlicher zu scheinbarer Kontaktfläche  $A_C/A_{A2}^D$  zurückzuführen ist. Mit steigender Peclet-Zahl verbringt der Materialpunkt weniger Zeit in der Reibkontaktzone, so dass die Temperaturerhöhung geringer ausfällt. Für sehr hohe Peclet-Zahlen strebt der Temperaturerhöhungsfaktor gegen den Wert null. Die eingezeichneten Punkte in Abbildung 33b entsprechen jeweils den mittleren Temperaturerhöhungsfaktoren in der Dichtspitze für die Prüfstandsbedingungen bei angenommenen Werkstofftemperaturen in der Kontaktfläche von  $200^\circ\text{C}$ . Selbst bei einer Reibgeschwindigkeit von  $165 \text{ m/s}$  liegt der Temperaturerhöhungsfaktor für die Prüfstandsbedingungen je nach Blechbreite noch zwischen  $0,5$  und  $1,1$  und ist somit nicht vernachlässigbar. Der Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T,D,1}^*$ , welcher gemäß Abschnitt 4.3.2 die kinematischen Kontaktbedingungen zwischen Honigwabenzone und Dichtspitze berücksichtigt, ist für die Anstreifvorgänge zwischen der Dichtspitze und dem einzelnen Metallblech stets null.

### 5.1.3 Tribologische Modellparameter

Das Anstreifverhalten der Einlaufsysteme wird wesentlich durch die tribologischen Modellparameter beeinflusst. Hierzu zählen vor allem der dynamische Reibkoeffizient  $\mu$ , der intrinsische Wärmeverteilungskoeffizient  $\beta_i$  und der Wärmeübergangskoeffizient  $h_{TC}$  in der Kontaktfläche. Allen drei Größen ist gemeinsam, dass sie sich über rein theoretische Ansätze kaum zuverlässig bestimmen lassen. Außerdem sind die letzten beiden Größen experimentell

nicht direkt messbar und können nur nachträglich über geeignete Modellansätze und einen iterativen Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Messdaten quantifiziert werden.

Für die Simulation der Anstreichversuche werden die experimentell ermittelten Reibkoeffizienten verwendet, wobei diese für jedes Anstreichszenario aus allen dazugehörigen Versuchen gemittelt werden (vgl. Kapitel 3.4.1). Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 4 zusammengefasst. In der Simulation ist der Reibkoeffizient dementsprechend für jedes Anstreichszenario zeitlich konstant sowie unabhängig von der Blechdicke und finalen Zustelltiefe. Der intrinsische Wärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_i$  wird für die Simulationen mangels genauerer Informationen für alle Anstreichszenarien konstant als 0,5 angenommen. Dies bedeutet, dass die im Reibkontakt insgesamt erzeugte Reibwärme primär gleichmäßig in beiden Reibpartnern freigesetzt wird.

Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$  wird die in der Literatur verfügbare Korrelation für statische Kontakte übernommen (siehe Gleichung (35) in Abschnitt 4.3.1). Die erforderliche Proportionalitätskonstante  $h_{TC,0}$  ist nur durch Abgleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten bestimmbar. Sie hängt unter anderem von der Oberflächentopographie der Reibfläche ab und kann somit je nach Anstreichbedingungen variieren. Die im Rahmen der Modellvalidierung iterativ bestimmten, als konstant angenommenen Werte sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Dabei fällt auf, dass die Proportionalitätskonstante für die Anstreichszenarien S1 und S4 mit hoher Reibgeschwindigkeit deutlich höher ausfällt.

**Tabelle 4:** Zusammenfassung der für die Simulationen verwendeten tribologischen Modellparameter sowie der Verschleißkoeffizienten für alle fünf Anstreichszenarien

Parameter	Einheit	S1	S2	S3	S4	S5
$v_R$	[m/s]	165	55	110	165	55
$\dot{s}_{th}$	[mm/s]	0,024	0,024	0,254	0,65	0,65
$\mu$	[-]	0,159	0,203	0,156	0,142	0,213
$\beta_i$	[-]	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
$h_{TC,0}$	[1/m]	30000	14000	19000	30000	7000
$k_W^{ab}$	[-]	11,36	15,91	22,73	20,45	68,18
$t_{c,pl}(800^\circ C)$	[ms]	2,5	25	2,5	2,5	25

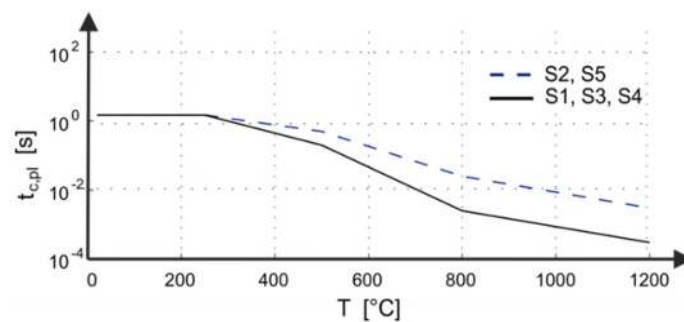
#### 5.1.4 Verschleißmodellierung

Die Abbildung des Verschleißes erfolgt im entwickelten Modellierungsansatz über makroskopische Verschleißgesetze. Mangels verfügbarer zuverlässiger Verschleißgesetze für verschiebungsgesteuerte Anstreichvorgänge in der Literatur war die Formulierung eigener Gesetze erforderlich (vgl. Abschnitt 4.4). Die dafür benötigten Koeffizienten lassen sich

experimentell nicht direkt ermitteln und müssen wie die tribologischen Parameter durch einen iterativen Abgleich mit den Ergebnissen der Anstreichversuche geschätzt werden. Da der Dichtspitzenverschleiß in den Anstreichversuchen vergleichsweise sehr gering ausfiel, wird er für die Simulationen in dieser Arbeit vernachlässigt (vgl. Kapitel 3.4.4). Alle nachfolgenden Verschleißangaben beziehen sich demnach ausschließlich auf das Metallblech.

Für das materialabtragende Verschleißgesetz, welches auf den Überlegungen von Archard basiert, ergeben sich vier zu bestimmende Koeffizienten (vgl. Abschnitt 4.4.1). Diese Koeffizienten umfassen die Proportionalitätskonstante  $k_W^{ab}$  sowie die Exponenten  $e1$ ,  $e2$  und  $e3$ . Während die Exponenten für die nachfolgenden Simulationen alle mit dem Wert eins angenommen werden, ergab der iterative Vergleich mit den Anstreichversuchen gemäß Tabelle 4 eine Abhängigkeit des Verschleißkoeffizienten  $k_W^{ab}$  von den Anstreichbedingungen.

Für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte plastische Verschleißgesetz bedarf es insgesamt zwei voneinander unabhängiger Verschleißkoeffizienten, wobei die Zeitkonstante  $t_{c,pl}$  ähnlich der Fließgrenze temperaturabhängig ist (vgl. die Abschnitte 3.1.2 und 4.4.2). Wie in Abbildung 34 dargestellt und im Kapitel 8.10 im Anhang erläutert fällt sie mit zunehmender Temperatur annähernd exponentiell ab, wodurch das Auftreten von plastischem Verschleiß bei höheren Temperaturen gefördert wird. Des Weiteren ergab die iterative Bestimmung der Verschleißkoeffizienten einen konstanten Skalenfaktor  $c_{pl}$  von 0,02. Die ermittelten Zeitkonstanten sind in Tabelle 4 bei einer Materialtemperatur von 800 °C zusammengefasst. Für eine akzeptable Übereinstimmung zwischen Simulation und Anstreichversuch musste die Zeitkonstante  $t_{c,pl}$  für die Anstreichszenarien mit niedriger Reibgeschwindigkeit (S2 und S5) um eine Größenordnung höher gewählt werden, was zu geringeren plastischen Verschleißraten führt.

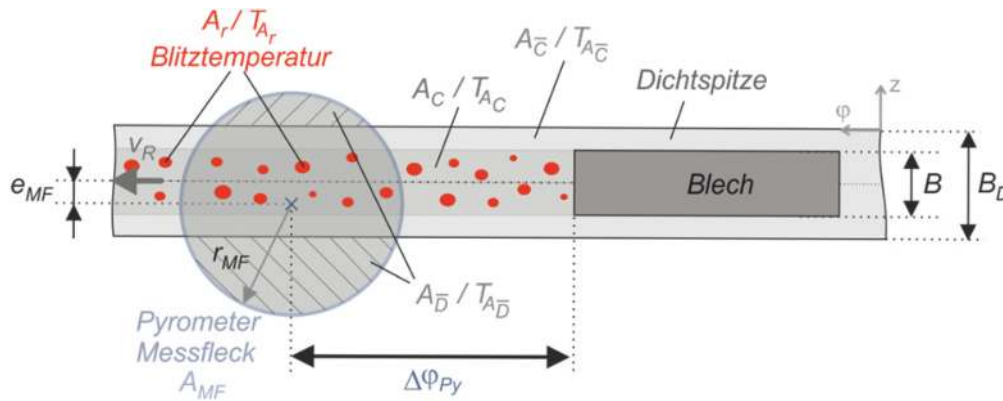


**Abbildung 34:** Temperaturabhängigkeit der Zeitkonstanten des plastischen Verschleißgesetzes für alle fünf Anstreichszenarien

### 5.1.5 Blitztemperaturen

Eine Validierung der simulierten Blitztemperaturen mit experimentellen Daten ist schwierig, da ihre direkte Messung im Anstreichversuch nicht möglich ist (vgl. Kapitel 4.3.5). Die einzige Möglichkeit ihrer Überprüfung bieten daher die über das Pyrometer gemessenen Temperaturen auf der Dichtspitze. Diese entsprechen nicht direkt den Blitztemperaturen, da auf Grund der Größe des Messflecks und der Integrationszeit vom Pyrometer die zeitlich und örtlich gemittelte, vom Messfleck ausgehende Strahlungsleistung erfasst und als eine

einheitliche Oberflächentemperatur interpretiert wird. Dieser Zusammenhang ist schematisch in Abbildung 35 dargestellt. Die mittlere Strahlungsleistung umfasst sowohl die von den Blitztemperaturen mit mikroskopischer Fläche  $A_r$  ausgehende Infrarotstrahlung als auch die der dazwischenliegenden kälteren Bereiche der nominellen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  sowie der restlichen vom Messfleck erfassten Flächen.



**Abbildung 35:** Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse und der zufälligen örtlichen Verteilung der Blitztemperaturen für den Fall einer mittigen Positionierung des Metallblechs auf der Dichtspitzenoberfläche

Außerdem konnte im Versuch beobachtet werden, dass zwischen den Temperaturen der zwei Pyrometer im HI16 und im HL18 eine Differenz um die 200 K lag (vgl. Abschnitt 3.4.3). Eine mögliche Erklärung hierfür liegt in der unterschiedlichen Strecke, welche die realen Kontaktstellen nach dem Verlassen des Reibkontakts bis zum Erreichen des jeweiligen Messflecks zurücklegen müssen (vgl. Abbildung 36a). Während dieser Zeit können die heißen Mikrokontaktstellen bereits stark abkühlen. Die entsprechende Abkühldauer  $\Delta t_{Py}$  ist dabei eine Funktion der Position  $\Delta\varphi_{Py}$  des Pyrometers sowie der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  bzw. der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  und des äußeren Dichtspitzenradius  $r_D$ :

$$\Delta t_{Py} = \frac{\Delta\varphi_{Py}}{\omega} = \frac{\Delta\varphi_{Py} \cdot r_D}{v_R} \quad (114)$$

Das transiente Abkühlverhalten der Blitztemperaturen lässt sich näherungsweise über eine Exponentialfunktion beschreiben:

$$\Delta\bar{T}_{A_r}(\Delta t_{Py}) = \Delta\bar{T}_{A_r}^0 \cdot e^{-\frac{\Delta t_{Py}}{t_C}} \quad (115)$$

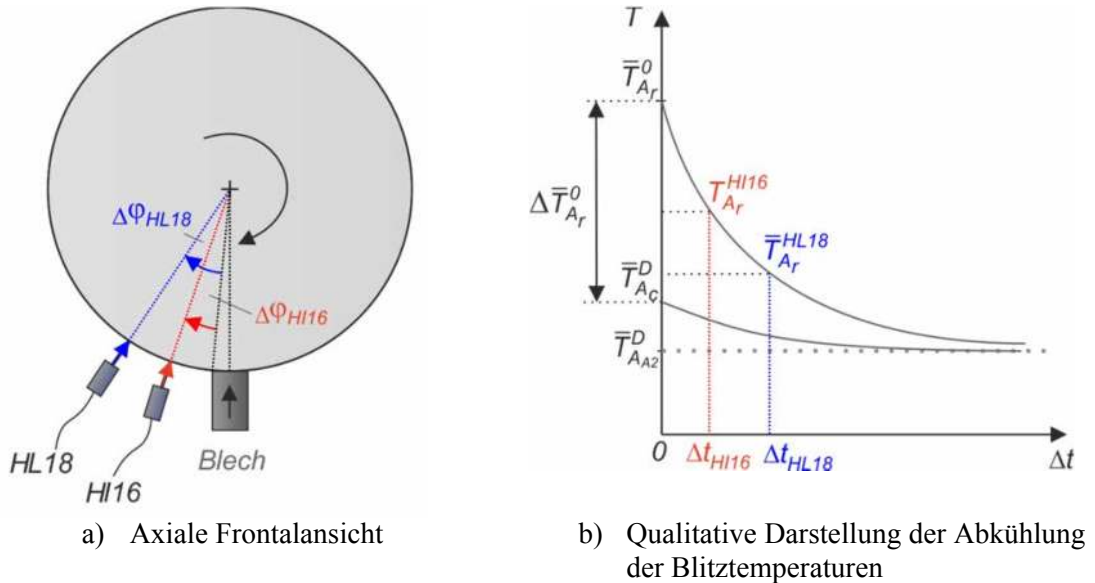
Dabei entspricht  $\Delta\bar{T}_{A_r}^0$  der mittleren Blitztemperaturerhöhung am Austritt des Reibkontakts (vgl. Abbildung 36b). Die Geschwindigkeit der Abkühlung hängt von der Zeitkonstanten  $t_C$  ab, welche für beide Pyrometer identisch und wiederum eine Funktion der Geometrie der Kontaktstelle, der thermischen Werkstoffeigenschaften sowie der konvektiven Kühlung ist. Da die exakte Geometrie der Mikrokontaktstelle in der Regel unbekannt ist, muss die Zeitkonstante  $t_C$  als unsichere Größe behandelt werden.

Gemäß Abschnitt 4.3.5 ist die mittlere makroskopische Temperatur der Kontaktfläche an den Pyrometermessstellen  $\bar{T}_{A_C,Py}^D$  gegenüber der mittleren quasistationären Temperatur  $\bar{T}_{A_{A2}}^D$  noch

leicht erhöht, wobei sie sich mit Hilfe des mittleren Temperaturerhöhungsfaktors  $\bar{f}_{\Delta T, D, Py}^*$  bestimmen lässt (vgl. Abbildung 36b und Anhang 8.14). Somit ergeben sich die verbleibenden Blitztemperaturen an der Messstelle der beiden Pyrometer jeweils zu:

$$\bar{T}_{Ar}^{HI16} = \bar{T}_{Ac, HI16}^D + \Delta \bar{T}_{Ar}^{HI16} = \bar{T}_{Ac, HI16}^D + \Delta \bar{T}_{Ar}^0 \cdot e^{-\frac{\Delta t_{HI16}}{t_c}} \quad (116)$$

$$\bar{T}_{Ar}^{HL18} = \bar{T}_{Ac, HL18}^D + \Delta \bar{T}_{Ar}^{HL18} = \bar{T}_{Ac, HL18}^D + \Delta \bar{T}_{Ar}^0 \cdot e^{-\frac{\Delta t_{HL18}}{t_c}} \quad (117)$$



**Abbildung 36:** Schematische Darstellung der Pyrometeranordnung im Anstreifprüfstand (links) und qualitative Darstellung der zeitlichen Entwicklung der Blitztemperaturen (rechts)

Um einen Vergleich zwischen den simulierten Blitztemperaturen und den Pyrometermessungen ziehen zu können, muss im Modell zunächst die mittlere vom Messfleck ausgestrahlte Strahlungsdichte  $\bar{I}_{\lambda, AMF}$  für die Wellenlänge  $\lambda_{Py}$  des Pyrometers geschätzt werden. Diese ergibt sich sowohl aus den noch vorliegenden Blitztemperaturen  $\bar{T}_{Ar}^{Py}$  sowie den Oberflächentemperaturen zwischen den Kontaktstellen. Letztere werden im Folgenden näherungsweise aus der makroskopischen Temperatur in der Kontaktfläche  $\bar{T}_{Ac}^D$  berechnet.

Je nach Größe des Messflecks kann auch ein Bereich der Dichtspitze vom Messfleck erfasst werden, der größer als die Kontaktfläche ist (Flächenanteil  $A_{\bar{c}}/A_{MF}$ ) sowie ein Bereich, der über die Breite der Dichtspitze hinausgeht (Flächenanteil  $A_{\bar{D}}/A_{MF}$ ), wobei  $A_{MF}$  der vom Messfleck bedeckten Gesamtfläche entspricht (vgl. Abbildung 35):

$$\bar{I}_{\lambda, AMF} = \frac{A_C}{A_{MF}} \cdot \bar{I}_{\lambda, AC} + \frac{A_{\bar{c}}}{A_{MF}} \cdot \bar{I}_{\lambda, A_{\bar{c}}} + \frac{A_{\bar{D}}}{A_{MF}} \cdot \bar{I}_{\lambda, A_{\bar{D}}} \quad (118)$$

Dabei bezeichnet  $\bar{I}_{\lambda, AC}$  die mittlere Strahlungsdichte in der nominellen Kontaktfläche,  $\bar{I}_{\lambda, A_{\bar{c}}}$  die mittlere Strahlungsdichte des Teils der Dichtspitzenoberfläche, der nicht Bestandteil der nominellen Kontaktfläche ist sowie  $\bar{I}_{\lambda, A_{\bar{D}}}$  die mittlere Strahlungsdichte außerhalb der Spitzenoberfläche. Dabei gilt, dass die Summe der drei Flächenanteile eins ergeben muss:

$$\frac{A_C}{A_{MF}} + \frac{A_{\bar{C}}}{A_{MF}} + \frac{A_{\bar{D}}}{A_{MF}} = 1 \quad (119)$$

Die mittlere Strahlungsfläche der nominellen Kontaktfläche ergibt sich wiederum aus der Strahlungsdichte der Hotspots  $\bar{I}_{\lambda, A_r}$  und der restlichen Kontaktfläche:

$$\bar{I}_{\lambda, A_C} = \frac{A_r}{A_C} \cdot \bar{I}_{\lambda, A_r} + \left(1 - \frac{A_r}{A_C}\right) \cdot \bar{I}_{\lambda, A_{\bar{r}}} \quad (120)$$

Dabei entspricht  $\bar{I}_{\lambda, A_r}$  der mittleren, von den realen Kontaktstellen ausgestrahlten Strahlungsdichte und  $\bar{I}_{\lambda, A_{\bar{r}}}$  der Strahlungsdichte, die von der restlichen Oberfläche ausgeht. Das Verhältnis der realen Kontaktfläche  $A_r$  zur nominellen Kontaktfläche  $A_C$  ist in der Regel unbekannt. Es kann jedoch über die folgende Beziehung geschätzt werden (vgl. Abschnitt 4.3.1) [80]:

$$0 \leq \frac{A_r}{A_C} = C_A \cdot \frac{p_c}{E(T_{A_C})} \leq 1 \quad (121)$$

Der Koeffizient  $C_A$  lässt sich theoretisch nicht zuverlässig berechnen und muss daher durch einen iterativen Abgleich mit den experimentellen Versuchsdaten bestimmt werden. Die mittleren Strahlungsdichten lassen sich für graue Strahlungskörper für die gegebene Wellenlänge  $\lambda_{Py}$  des Pyrometers nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz wie folgt berechnen:

$$I_\lambda = \epsilon \cdot \frac{3,74 \cdot 10^{-16}}{\lambda_{Py}^5 \cdot \left( e^{\frac{0,0144}{(T+273) \cdot \lambda_{Py}}} - 1 \right)} \quad (122)$$

Darin entspricht  $\epsilon$  dem jeweiligen Emissionskoeffizienten und  $T$  der mittleren Temperatur der betrachteten Oberfläche in Grad Celsius. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass auf Grund der stark nichtlinearen Abhängigkeit der Strahlungsdichte von der Temperatur die Beschränkung auf die Betrachtung der mittleren Blitztemperaturen  $\bar{T}_{A_r}$  zwangsläufig zu einem Fehler führen wird. Eine andere Betrachtungsweise ist jedoch nicht ohne weiteres möglich. Eine weitere Schwierigkeit besteht in der realitätsgetreuen Bestimmung des wellenlängen- und temperaturabhängigen Emissionskoeffizienten  $\epsilon$  für die verschiedenen Flächenabschnitte, insbesondere für die mikroskopisch kleinen Kontaktpunkte. Aus der mittleren Strahlungsdichte lässt sich schließlich rückwirkend die entsprechende mit dem Pyrometer gemessene Temperatur  $T_{Py}$  wie folgt abschätzen:

$$T_{Py} = \frac{0,0144}{\lambda_{Py} \cdot \ln \left( \frac{3,74 \cdot 10^{-16}}{\frac{\bar{I}_{\lambda, MF}}{\epsilon_{Py}} \cdot (\lambda_{Py})^5} + 1 \right)} - 273 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (123)$$

Die so berechnete Temperatur ist mit den Pyrometermessungen vergleichbar, wobei die Absolutwerte mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Gemäß den analytischen Überlegungen und den in der Literatur verfügbaren Informationen lassen sich alle Unsicherheiten für die Berechnung der Blitztemperaturen in den folgenden unbekanntem Koeffizienten zusammenfassen:

- $\Psi$
- $\Phi$
- $t_C$
- $C_A$
- $\epsilon(\lambda, T)$

Die ersten beiden Koeffizienten  $\Psi$  und  $\Phi$  beinhalten gemäß Abschnitt 4.3.5 alle Unsicherheiten bei der Schätzung der mittleren Blitztemperaturen  $\bar{T}_{A_r}$  in der realen Kontaktfläche  $A_r$ . Sie wirken sich somit auch direkt auf die geschätzte mittlere Strahlungsdichte  $\bar{I}_{\lambda, A_r}$  der realen Kontaktfläche aus und beeinflussen die simulierte Pyrometertemperatur  $T_{Py}$ . Beide Koeffizienten setzen sich jeweils aus mehreren unbekanntem Einflussfaktoren zusammen und lassen sich somit theoretisch nicht zuverlässig bestimmen. Es ist demnach nicht auszuschließen, dass  $\Psi$  und  $\Phi$  für die verschiedenen Anstreifsznarien unterschiedlich groß ausfallen können.

Auch die nächsten beiden unbekanntem Koeffizienten  $t_C$  und  $C_A$  können je nach Anstreifbedingungen variieren. Die Zeitkonstante  $t_C$  für die Abkühlung ist beispielsweise eine Funktion der konvektiven und konduktiven Wärmeabfuhr. Der konvektive Wärmeübergang ist eine Funktion der Rotordrehgeschwindigkeit, die konduktive Wärmeabfuhr der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs und der Geometrie der Mikrokontaktstellen. Ähnliches gilt für den Koeffizient  $C_A$  zur Berechnung des Flächenanteils der realen mikroskopischen Kontaktfläche  $A_r$  an der nominellen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$ .

Eine Bestimmung der unbekanntem Koeffizienten ist nur durch einen iterativen Vergleich der Simulationsergebnisse mit den gemessenen Pyrometertemperaturen möglich. Für ihre Ermittlung sind mehrere unabhängige Pyrometermessungen an unterschiedlichen Positionen über den Umfang nötig, um ein ausreichend bestimmtes Gleichungssystem zu erzeugen. Insgesamt besitzt die Berechnung der Blitztemperaturen für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modellformulierung keinen Einfluss auf das simulierte Einlaufverhalten. Die Abhängigkeit der Werkstoffeigenschaften und anderer Parameter wurde nur als Funktion der makroskopischen Temperaturen definiert. Die Blitztemperaturen sollen dementsprechend bei der nachfolgenden Modellvalidierung in Abschnitt 5.2 nicht berücksichtigt und erst in Abschnitt 5.3.3 näher diskutiert werden.

## 5.2 Vergleich von Simulation & Experiment

Die Modellvalidierung erfolgt durch den Vergleich der Simulationsergebnisse für die in Abschnitt 5.1 angegebenen Parametereinstellungen mit den dazugehörigen Daten aus den experimentellen Anstreifversuchen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die im Anstreifversuch gemessenen Radialkräfte eher den über eine Rotorumdrehung zeitlich gemittelten Kontaktdrücken  $\bar{p}_C$  entsprechen. Auch die experimentell mit der Thermokamera gemessenen Blechtemperaturen entsprechen zeitlich gemittelten Werten und können nicht direkt mit den simulierten Kontakttemperaturen verglichen werden. In Abschnitt 5.2.1 wird zunächst der Einfluss der örtlichen und zeitlichen Diskretisierung auf die Simulationsergebnisse für das Anstreifsznario S3 untersucht. Ein Vergleich aller Anstreifsznarien erfolgt im anschließenden Kapitel 5.2.2. Alle nachfolgenden Rechnungen werden ausschließlich mit den in Matlab implementierten Modellen durchgeführt. Die Lösung der

Wärmeleitungsgleichung erfolgt in diesem Fall durch eine räumliche Diskretisierung mit der Finite-Differenzen Methode sowie der Anwendung des expliziten Euler-Verfahrens.

### 5.2.1 Konvergenzstudie AnstreifszENARIO S3

Die Simulation von Anstreifvorgängen erfordert zum einen eine zeitliche Diskretisierung. Pro Zeitschritt wird unter Annahme konstanter Temperaturen und Kontaktdrücke der resultierende Verschleiß sowie die sich ergebende Überdeckung für den nächsten Zeitschritt berechnet (vgl. Kapitel 4.5). Die Berechnung der Reibtemperaturen und des Verschleißes erfolgt auf zwei unterschiedlichen Zeitskalen mit den Zeitinkrementgrößen  $\Delta t_T$  bzw.  $\Delta t_W$ , wobei die Steifigkeitsberechnung in diesem Fall auf derselben Zeitskala wie die Temperaturberechnung erfolgt ( $N_T = 1$ ). Zum anderen ist auch eine örtliche Diskretisierung der Reibpartner für die numerische Modellierung der Reibtemperaturen, Wärmeausdehnungen und Systemsteifigkeiten notwendig.

In diesem Abschnitt wird zunächst die Konvergenz des numerischen Lösungsansatzes überprüft und der Einfluss der Zeitschrittgröße und des Rechengitters auf die simulierten Reibtemperaturen, Kontaktdrücke und den resultierenden Verschleiß untersucht. Grundlage für die Konvergenzstudie ist das AnstreifszENARIO S3 mit 110 m/s Reibgeschwindigkeit und einer radialen Zustellrate von 0,254 mm/s für die Metallbleche mit 0,4 mm Blechdicke bei 0,5 mm finaler Zustelltiefe. Für die Konvergenzstudie werden insgesamt 68 Simulationen durchgeführt. Variiert wird die örtliche Diskretisierung mit vier unterschiedlich großen Rechengittern (feines G1 bis grobes G4), die Zeitschrittgröße  $\Delta t_T$  der Temperaturberechnung sowie die Anzahl der Zeitinkremente  $N_W$  für die Verschleißrechnung pro Temperaturrechenschritt (vgl. Tabelle 5). Gemäß der Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) Bedingung darf die Zeitinkrementgröße der Temperaturrechnung  $\Delta t_T$  den Maximalwert  $\Delta t_{T,max}$  für eine stabile und konvergierende Lösung nicht überschreiten:

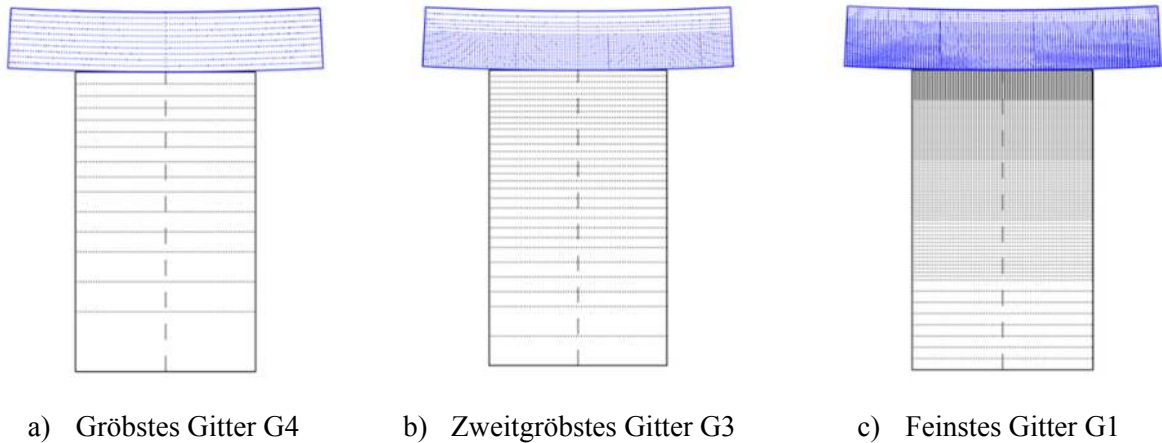
$$\frac{a \cdot \Delta t_{T,max}}{\Delta h_{min}^2} = \frac{1}{2} \quad (124)$$

Dabei entspricht  $a$  der Temperaturleitfähigkeit des Werkstoffs und  $\Delta h_{min}$  der kleinsten Zellgröße. Frontalansichten von drei der vier untersuchten Rechengitter sind beispielhaft in Abbildung 37 dargestellt, wobei die Höhe der Gitterzellen jeweils in Richtung der Kontaktzone abnimmt.

**Tabelle 5:** Im Rahmen der Konvergenzstudie variierte Werte

	$\Delta h_{min}^S$	$\Delta h_{min}^D$	$\Delta t_{T,max}$	$\Delta t_T$	$N_T$ = $\Delta t_k / \Delta t_T$	$N_W$ = $\Delta t_T / \Delta t_W$
	[mm]	[mm]			[-]	[-]
<b>G1</b>	0,036	0,016	10 $\mu s$	10 $\mu s$	1	1/2/4/5
<b>G2</b>	0,114	0,051	0,1 ms	plus 50 $\mu s$ / 0,1 ms	1	1/2/4/5
<b>G3</b>	0,357	0,158	1 ms	plus 0,5 ms/ 1 ms	1	1/2/4/5
<b>G4</b>	0,8	0,355	5 ms	plus 2,5 ms/ 5 ms	1	1/2/4/5





a) Größtes Gitter G4

b) Zweitgrößtes Gitter G3

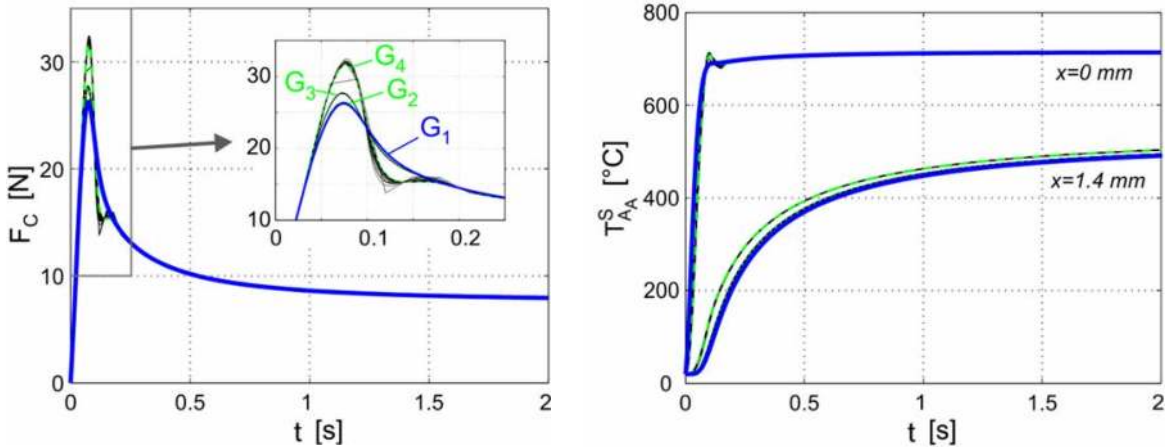
c) Feinstes Gitter G1

**Abbildung 37:** Frontalansicht der größten (links), zweitgrößten (mitte) und der feinsten (rechts) örtlichen Diskretisierung des Blechs (unten) und eines ausgeschnittenen Segments der Dichtspitze (oben) in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene

Abbildung 38 enthält die zeitlichen Verläufe der simulierten radialen Kontaktkräfte und mittleren Blechtemperaturen für alle Rechengitter- und Zeitschrittgrößen. Die Blechtemperaturen sind sowohl in der Kontaktzone selbst als auch in 1,4 mm vertikaler Entfernung dargestellt (vgl. Abbildung 38b). Die Simulationsergebnisse der feinsten örtlichen (G1) und zeitlichen Diskretisierung dienen als Referenz und sind jeweils als durchgezogene dunkle Linie gekennzeichnet. Zunächst wird aus Abbildung 38 ersichtlich, dass sich ähnlich zu den Anstreifversuchen in Kapitel 3 in allen Fällen nach kurzer Zeit ein stabiler Gleichgewichtszustand ausbildet. Die simulierten Kontaktkräfte  $F_c$  weisen zu Beginn des Anstreifvorgangs eine ähnliche Kraftspitze auf wie die experimentellen Ergebnisse in Kapitel 3 (vgl. Abbildung 38 mit Abbildung 12 und Abbildung 16 in Kapitel 3). Während die zeitlichen Verläufe der Kräfte und Temperaturen zu Beginn des Anstreifvorgangs je nach örtlicher und zeitlicher Diskretisierung unterschiedlich groß ausfallen, wird in allen Fällen dennoch derselbe Gleichgewichtszustand erreicht. Insgesamt zeigt die örtliche und zeitliche Diskretisierung einen sehr geringen Einfluss auf die simulierten Temperatur- und Kraftverläufe. Lediglich zu Beginn des Anstreifvorgangs sind am Verlauf der Kraftspitze deutliche Unterschiede erkennbar. Je gröber das Gitter und die zeitliche Auflösung, desto größere Schwingungen ergeben sich im Einlaufvorgang.

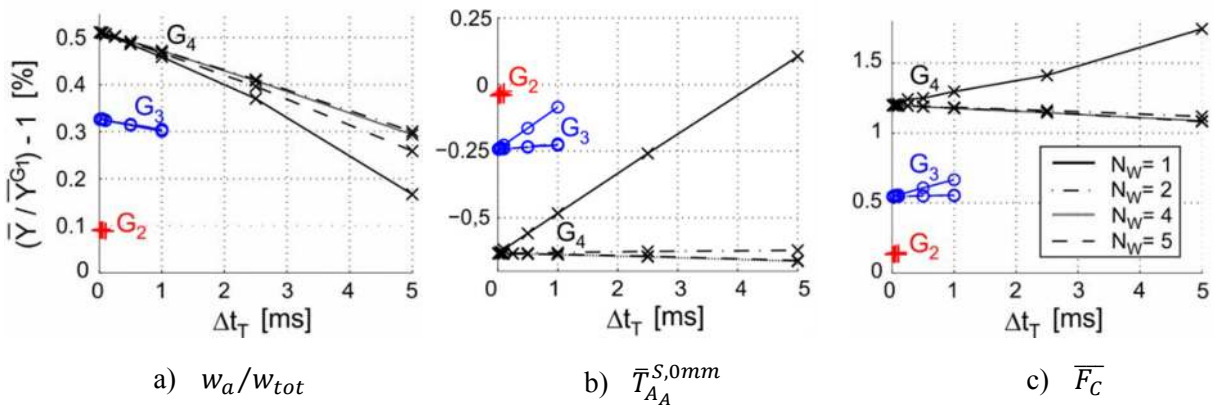
In Abbildung 39 sind die Abweichungen der zeitgemittelten Systemgrößen relativ zum feinsten Rechengitter G1 mit der feinsten zeitlichen Auflösung aufgetragen. Wie Abbildung 39 verdeutlicht, beeinflusst die Auflösung der simulierten Kraft- und Temperaturspitzen zu Beginn des Anstreifvorgangs die zeitgemittelten Werte. Jedoch sind die Abweichungen relativ zur Rechnung mit der feinsten Diskretisierung in allen 68 gerechneten Fällen kleiner als zwei Prozent. Die Anzahl der Verschleißinkremente  $N_w$  spielt nur bei den gröberen Rechengittern G3 und G4 eine bemerkbare Rolle. Die Abnahme der relativen Abweichung mit zunehmender Zeitinkrementgröße  $\Delta t_T$  für den abrasiven Verschleißanteil (vgl. Abbildung 39a) ist auf den verzögernden Effekt des ersten Zeitinkrements zurückzuführen. Hier ist die reale Überdeckung noch null, so dass sich weder eine Temperaturerhöhung noch Verschleiß ergibt. Dieser Effekt scheint in diesem Fall die durch Schwingungen verursachten Abweichungen zu kompensieren. Die Rechendauern variierten zwischen der größten und der feinsten Diskretisierung ohne Parallelisierung auf einer 64 bit CPU zwischen 20

Sekunden und drei Stunden pro Simulation.



d) Resultierende vertikale Kontaktkraft      e) Blechtemperatur im Reibkontakt und in 1,4 mm Entfernung von der Kontaktstelle

**Abbildung 38:** Zeitverläufe der simulierten resultierenden Kontaktkräfte (links) und der resultierenden Blechtemperaturen (rechts) für alle im Rahmen der Konvergenzstudie durchgeführten Rechnungen



a)  $w_a/w_{tot}$       b)  $\bar{T}_{A_A}^{S,0mm}$       c)  $\bar{F}_C$

**Abbildung 39:** Relative Abweichung des Verschleißverhältnisses am Ende des Anstreifvorgangs (links), der zeitgemittelten Blechtemperatur in der Kontaktfläche (mitte) und der zeitgemittelten vertikalen Kontaktkraft (rechts) von der Simulation mit der feinsten Diskretisierung für alle im Rahmen der Konvergenzstudie durchgeführten Rechnungen

Um die Rechendauer zu reduzieren und die Kraftspitze dennoch realistisch abzubilden, ist es für die nachfolgenden Simulationen sinnvoll, den Anstreifvorgang in zwei unterschiedliche zeitliche Diskretisierungsphasen zu unterteilen. In der ersten Phase mit möglichst feiner Diskretisierung  $\Delta t_{T,1}$  wird die Kraftspitze vollständig aufgelöst, während in der zweiten Phase bei Erreichen des Gleichgewichtszustands die Zeitabstände  $\Delta t_{T,2}$  deutlich vergrößert werden können. Die kleinstmögliche Gittergröße wird auf Grund der CFL-Bedingung durch das größere Zeitinkrement  $\Delta t_{T,2}$  begrenzt. Alle nachfolgenden Simulation werden mit einer minimalen Gittergröße von 0,2 mm (Blech) bzw. 0,16 mm (Dichtspitze) durchgeführt. Das

entsprechende Rechengitter ist für alle fünf Anstreifszzenarien identisch und liegt zwischen der im Rahmen der Konvergenzstudie verwendeten Gittergrößen G2 und G3. Es bietet somit einen akzeptablen Kompromiss aus Rechendauer, Genauigkeit und Vergleichbarkeit der verschiedenen Szenarien. Die jeweils verwendeten Zeitschrittgrößen  $\Delta t$  werden abhängig vom Anstreifszzenario ausgewählt und sind in Tabelle 6 zusammengefasst. Die empirische Auswahl berücksichtigt die unterschiedlichen theoretischen Zustellraten  $\dot{s}_{th}$  sowie die CFL-Bedingung in Gleichung (124).

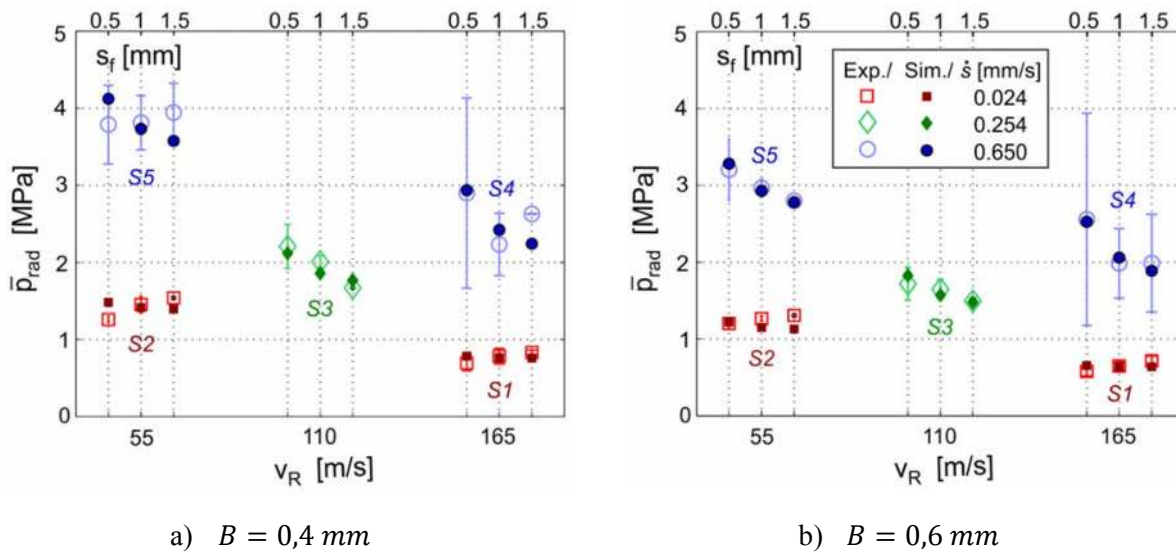
**Tabelle 6:** Für die nachfolgenden Rechnungen verwendete Zeitschrittgrößen

Parameter	Einheit	S1	S2	S3	S4	S5
$v_R$	[m/s]	165	55	110	165	55
$\dot{s}_{th}$	[mm/s]	0,024	0,024	0,254	0,65	0,65
$\Delta t_{T,1}$	[ms]	0,5	0,5	0,25	0,05	0,05
$N_{W,1}$	[-]	2	2	2	1	1
$\Delta t_{T,2}$	[ms]	1	1	1	0,5	0,5
$N_{W,2}$	[-]	1	1	1	1	1
$N_{T,1} = N_{T,2}$	[-]	1	1	1	1	1

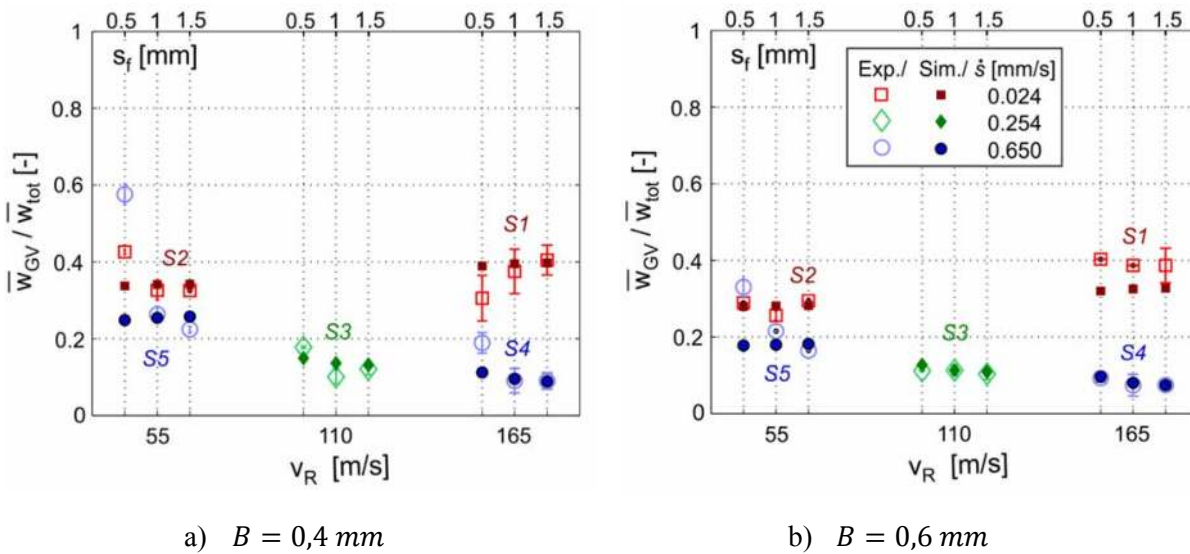
### 5.2.2 Vergleich für alle Anstreifszzenarien S1-S5

In diesem Abschnitt werden die simulierten und über die Anstreifdauer gemittelten Systemgrößen mit den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 3 verglichen. Abbildung 40 bis Abbildung 42 enthalten jeweils die Gegenüberstellung der zeitgemittelten normalisierten Radialkräfte, der Verschleißverhältnisse am Blech sowie der Blechtemperaturen in der Kontaktfläche für alle fünf Anstreifszzenarien. Die Simulationen berücksichtigen auch eine Variation der Blechdicke  $B$  sowie der finalen Zustelltiefe  $s_f$  und somit der Anstreifdauer, analog zu den Anstreifversuchen. Die Fehlerbalken in den Abbildungen entsprechen jeweils der Standardabweichung der gemessenen Werte bei gleichen Bedingungen.

Für den Vergleich der simulierten und gemessenen Blechtemperaturen ist zu berücksichtigen, dass die mit der Thermokamera experimentell erfassten Temperaturen eine zweidimensionale Verteilung aufweisen, wobei über die Blechlänge  $L$  jeweils Mittelwerte  $\overline{T_{B,0mm}^{mean}}$  und Maximalwerte  $\overline{T_{B,0mm}^{max}}$  bestimmt wurden (vgl. Kapitel 3.4.2). Außerdem sind die mit der Thermokamera erfassten Temperaturen auf Grund der Integrationszeit zeitgemittelt, so dass die gemessenen Temperaturen zwischen den simulierten Temperaturen  $\overline{T_{AA}}$  und  $\overline{T_{AC}}$  liegen sollten. Für den Vergleich von Simulation und Experiment wird in Abbildung 42 jeweils  $\overline{T_{AA}}$  mit  $\overline{T_{B,0mm}^{mean}}$  bzw.  $\overline{T_{AC}}$  mit  $\overline{T_{B,0mm}^{max}}$  für die 0,4 mm dicken Bleche gegenübergestellt. Ein Vergleich der Blechtemperaturen in der Kontaktfläche für die Blechdicke 0,6 mm ist gemäß Kapitel 3 nicht sinnvoll, da hier auf Grund der stärkeren Pilzbildung durch plastische Deformation größere Unsicherheiten in den experimentell bestimmten Temperaturen in der Kontaktfläche ( $x = 0$ ) zu erwarten sind.



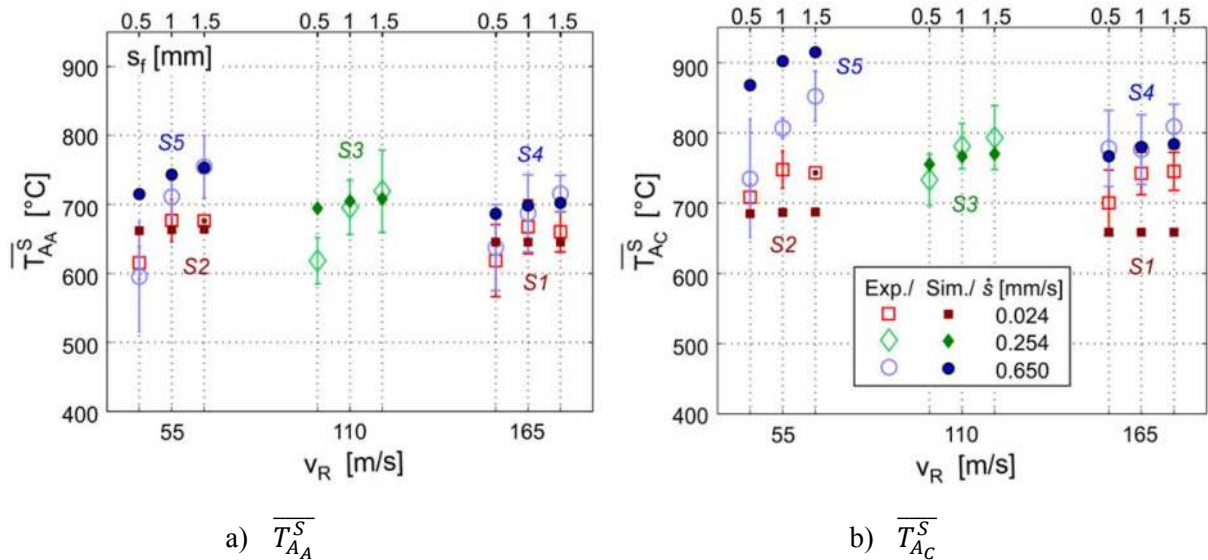
**Abbildung 40:** Vergleich der simulierten und experimentell erfassten zeitgemittelten Kontaktdrücke für die 0,4 mm dicken Bleche (links) und die 0,6 mm dicken Bleche (rechts)



**Abbildung 41:** Vergleich des simulierten und experimentell erfassten Verschleißverhältnisses am Blech für die 0,4 mm dicken Bleche (links) und die 0,6 mm dicken Bleche (rechts) am Ende des Anstreichvorgangs

Insgesamt können die im Versuch beobachteten Tendenzen durch die Simulation sehr gut wiedergegeben werden. Dies gilt sowohl für den Einfluss der Reibgeschwindigkeit und der Zustellrate als auch für den reduzierenden Einfluss der Blechdicke auf die resultierenden Kontaktdrücke und das Verschleißverhältnis. Auch der tendenzielle Abfall des Kontakt-drucks mit zunehmender finaler Zustelltiefe wird vom Modell größtenteils richtig abgebildet. Lediglich bei den Anstreichszenarien S1 und S2 mit niedriger Zustellrate wurden im Anstreichversuch, wie in Kapitel 3.4.1 erläutert, keine ausgeprägten Kraftspitzen gemessen und eine gegenläufige Tendenz beobachtet, welche bei der Simulation zum Teil falsch abgebildet wird. Mögliche Ursachen hierfür sind im Modell nicht berücksichtigte

Temperatur- und somit Zeitabhängigkeiten der Reib- oder Verschleißkoeffizienten. Ebenfalls ist bei der Ergebnisinterpretation zu berücksichtigen, dass im Gegensatz zur Simulation das Blech beim Anstreifversuch zu Beginn noch nicht über die gesamte Blechlänge von 12 mm anstreift (vgl. Kapitel 8.1 im Anhang), was unter anderem die Ausbildung der Reibtemperaturen und der Kraftspitze beeinflusst. Dementsprechend unterscheiden sich die simulierten und experimentell gemessenen Temperaturen vor allem für die geringen finalen Zustelltiefen  $s_f$  von 0,5 mm (vgl. Abbildung 42).



**Abbildung 42:** Vergleich der simulierten und experimentell gemessenen zeitgemittelten Blechtemperaturen für die 0,4 mm breiten Bleche

Die mittleren relativen Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen  $Y^{Sim}$  und den mittleren im Experiment gemessenen Werten  $\overline{Y}^{Exp}$  sind in Tabelle 7 zusammengefasst. Die Fehler wurden für jedes Szenario über die drei finalen Zustelltiefen gemittelt:

$$RMS_{\Delta Y} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^3 \left( \frac{Y_i^{Sim}}{Y_i^{Exp}} - 1 \right)^2}{3}} \quad (125)$$

Insgesamt liegen die mittleren Abweichungen bei maximal zehn Prozent für die Kontaktdrücke bzw. bei 25 Prozent für das Verschleißverhältnis. Die vergleichsweise großen Abweichungen für das Verschleißverhältnis ergeben sich vor allem aus den größeren Abweichungen für kleine finale Zustelltiefen für das Anstreifenszenario S5 ( $v_R = 55 \text{ m/s}$  und  $\dot{s}_{th} = 0,65 \text{ mm/s}$ ). Im Anstreifversuch wurde hier für niedrige finale Zustelltiefen ein deutlich höherer Anteil an abrasivem Verschleiß festgestellt. Das Modell bildet diesen Aspekt trotz der ausgeprägten Kraftspitze zu Beginn des Anstreifvorgangs nicht richtig ab. Möglicherweise lässt sich diese beobachtete Abweichung auf eine in der Simulation nicht berücksichtigte Temperatur- bzw. Zeitabhängigkeit des Reibkoeffizienten oder der Verschleißkoeffizienten zurückführen.

Die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Simulationsergebnissen lassen darauf schließen, dass der entwickelte Modellierungsansatz alle Teilsysteme sowie die wichtigsten Einflussgrößen und Wechselwirkungen untereinander richtig abbildet. Die Simulationen sind demnach hervorragend dafür geeignet, um vertiefte Einblicke in das Verhalten des betrachteten Einlaufsystems zu gewinnen. In den nachfolgenden Kapiteln werden mit Hilfe der Simulationsergebnisse einzelne, im Versuch beobachtete Phänomene erklärt. Außerdem wird die Notwendigkeit der Anpassung der tribologischen Parameter an die unterschiedlichen Anstreifszzenarien diskutiert.

**Tabelle 7:** Zusammenfassung der relativen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment

Sz.	<i>B</i>	$RMS_{\Delta p_{rad}}$	$RMS_{\Delta w_a/w_t}$	$RMS_{\Delta T_{AA}}$	$RMS_{\Delta T_{AC}}$
	[mm]	[%]	[%]	[%]	[%]
S1	0,4	8,0	11,6	3,3	9,6
	0,6	9,2	17,3	5,2	6,0
S2	0,4	10,0	10,2	3,8	6,3
	0,6	8	5,9	7,7	5,5
S3	0,4	5,8	20,1	5,1	2,6
	0,6	4,0	6,4	8,8	6,8
S4	0,4	8,2	15,5	3,7	1,7
	0,6	3,3	4,0	20,2	25,4
S5	0,4	6,8	25,1	8,3	12,5
	0,6	1,4	24,4	19,4	34,5

### 5.3 Diskussion ausgewählter Systemparameter

Ein wesentlicher Vorteil des entwickelten Modellierungsansatzes ist, dass er wertvolle Einblicke in die physikalischen Vorgänge beim Anstreifen liefern kann. Während im Anstreifversuch vergleichsweise nur sehr wenige Systemparameter quantifiziert werden können, sind im Modell alle Zustandsgrößen des Systems frei zugänglich. In diesem Abschnitt wird das validierte Modell dazu genutzt, um interessante Aspekte des Einlaufsystems näher zu betrachten und mit den neuen Informationen sowohl die im Versuch als auch in der Simulation beobachteten Phänomene zu erklären.

#### 5.3.1 Verschleißverhalten

Während im Anstreifversuch nur der resultierende Verschleiß am Ende des Anstreifvorgangs gemessen werden kann, bietet die Simulation auch Einblicke in die zeitliche Entwicklung des auftretenden materialabtragenden und plastischen Verschleißes. In Abbildung 43 sind sowohl die zeitlichen Verschleißraten als auch die absoluten Verschleißgrößen über die ersten 0,5 Sekunden des Anstreifvorgangs am Beispiel von Anstreifszzenario S3 ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,

$\dot{s}_{th} = 0,254 \text{ mm/s}$ ) mit einer Blechdicke von 0,4 mm abgebildet. Ebenfalls dargestellt sind der Gesamtverschleiß  $w_{tot}$ , die linear zunehmende theoretische Zustellung  $s_{th}$ , welche durch die radiale Blechverschiebung vorgegeben wird, sowie die effektive theoretische Zustellung  $s_{eff}$ . Letztere ergibt sich gemäß Kapitel 4.2 aus der Superposition der theoretischen Zustellung  $s_{th}$  und der thermischen Ausdehnung  $\Delta y_{\alpha,+}$  beider Reibpartner senkrecht zur Kontaktfläche:

$$s_{eff} = s_{th} + \Delta y_{\alpha,+} \quad (126)$$

Die reale Überdeckung  $s_r$  zwischen Blech und Dichtspitze, welche der elastischen Auslenkung der Struktur entspricht und gemäß dem Kontaktmodell proportional zum Anpressdruck ist (vgl. Abschnitt 4.2), resultiert aus der effektiven Zustellung  $s_{eff}$  und dem Gesamtverschleiß  $w_{tot}$ :

$$s_r = s_{eff} - w_{tot} \quad (127)$$

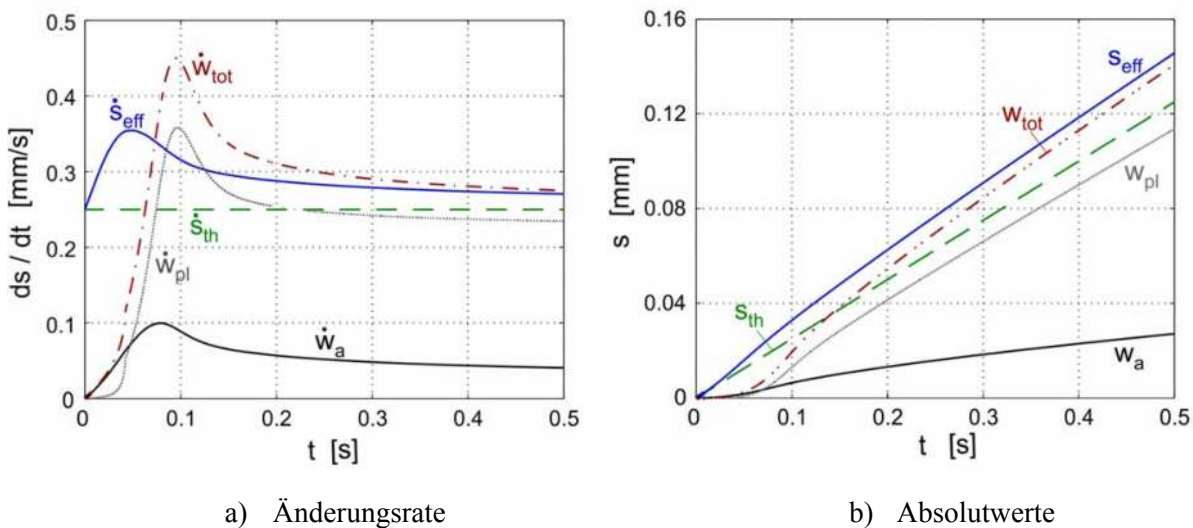
Zu Beginn des Anstreifvorgangs ist die Gesamtverschleißrate  $\dot{w}_{tot}$  kleiner als die effektive Zustellrate  $\dot{s}_{eff}$ , so dass die reale Überdeckung und der damit verbundene Kontaktdruck kontinuierlich zunehmen (vgl. Abbildung 43a). Mit ansteigendem Kontaktdruck und höheren Reibtemperaturen nimmt die Gesamtverschleißrate stetig zu und übersteigt nach ca. 0,075 Sekunden die effektive Zustellrate, so dass die reale Überdeckung und somit auch die Kontaktdrücke stetig abnehmen. Die Kontaktdrücke und Reibtemperaturen sowie die damit verknüpfte Verschleißrate nehmen so lange ab, bis sich zwischen der effektiven Zustellrate und der totalen Verschleißrate ein stabiler Gleichgewichtszustand einstellt. Mit Hilfe der beschriebenen Zusammenhänge lassen sich die im Experiment beobachteten Kraft- und Temperaturverläufe sehr gut erklären (vgl. Kapitel 3.4). Ähnliche Verläufe wurden bereits von verschiedenen Autoren bei experimentellen Anstreifversuchen festgestellt, ohne diese jedoch begründen zu können [18], [53], [99], [134], [159].

Weiterhin zeigen die Diagramme, dass die thermische Ausdehnung gerade zu Beginn des Anstreifvorgangs zu einer Erhöhung der theoretischen Zustellungsrate von bis zu 40% führt und somit erheblich zur Ausbildung der Kraftspitzen zu Beginn des Anstreifvorgangs beiträgt (vgl. Abbildung 43a). Außerdem wird verdeutlicht, dass zu Beginn des Anstreifvorgangs bei noch niedrigen Reibtemperaturen fast ausschließlich materialabtragender Verschleiß auftritt (hier bis ca. 0,02 s). Erst mit zunehmenden Reibtemperaturen nimmt der plastische Verschleißanteil wie erwartet erheblich zu und übersteigt nach knapp 0,08 s schließlich den abrasiven Verschleiß. Insgesamt fällt der Gesamtverschleiß  $w_{tot}$  am Ende des Anstreifvorgangs höher aus als die theoretische Zustellung  $s_{th}$ , was in der Simulation ausschließlich auf die thermische Ausdehnung zurückzuführen ist. Durch beispielsweise adhäsiven Materialübertrag zwischen den Reibpartnern und einer damit verbundenen kurzzeitigen Erhöhung der effektiven Zustellung könnte die resultierende totale Verschleißtiefe sogar noch größer ausfallen.

Im Gegensatz zur Simulation tritt der Kontakt zwischen Metallblech und Dichtspitze im Experiment zu Beginn des Anstreifvorgangs nur über eine sehr kleine Fläche auf. Erst mit zunehmender Zustelltiefe vergrößert sich die Kontaktfläche, bis letztendlich die gesamte Länge des Blechs am Reibvorgang beteiligt ist (vgl. Kapitel 8.1 im Anhang). Dies beeinflusst vor allem die Reibtemperaturentwicklung und somit auch die Wärmeausdehnung und das Verschleißverhalten zu Beginn des Anstreifvorgangs. Des Weiteren wurden in der

Simulation konstante Reib- und Verschleißkoeffizienten angenommen, was gerade zu Beginn des Anstreichvorgangs zu Abweichungen führen kann. Deshalb ist der simulierte Kraftspitzenverlauf bisher nur qualitativ mit den Anstreichversuchen zu vergleichen.

Die Betrachtung der Überdeckungs- und Verschleißverhältnisse verdeutlicht, dass der angestrebte Gleichgewichtszustand die treibende Größe für das Verhalten des verschiebungsgesteuerten Einlaufsystems ist. Der resultierende Kontaktdruck und die Reibtemperaturen stellen sich so ein, dass die erforderliche Gesamtverschleißrate erreicht werden kann. Kontaktdruck und Reibtemperaturen sind dabei über die Werkstoffeigenschaften, die Reibwärmefreisetzung sowie die Wärmeaufteilung und –abfuhr stark miteinander gekoppelt. Welche Kombination von Kontaktdruck und Reibtemperaturen sich einstellen muss, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen, hängt sowohl von allen Einflussgrößen als auch von den zugrundeliegenden Verschleißgesetzen ab. Diese Erkenntnis ist essentiell für das Verständnis des Anstreichverhaltens von Einlaufsystemen und bildet die Grundlage für die Interpretation und Vorhersage ihrer Einlauffähigkeit.



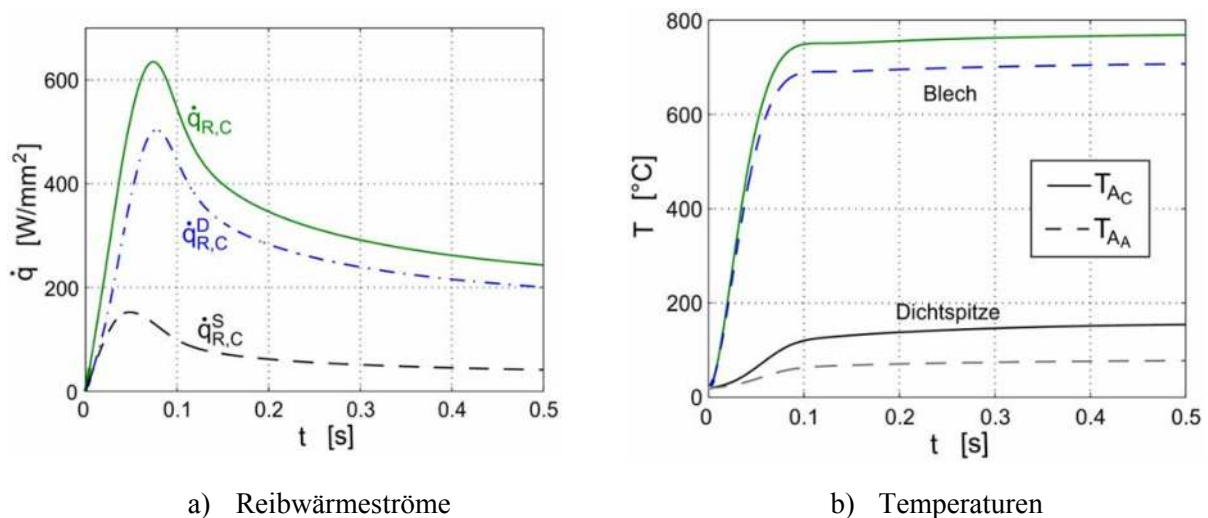
**Abbildung 43:** Zeitlicher Verlauf der simulierten Zustellrate und Verschleißrate (links) sowie der radialen Zustellung und absoluten Verschleißtiefe (rechts) für das Anstreichszenario S3 mit 0,4 mm Blechdicke über die ersten 0,5 Sekunden des Anstreichvorgangs ( $v_R = 110$  m/s,  $ds/dt = 0,254$  mm/s)

### 5.3.2 Effektive Reibwärmeaufteilung & Reibtemperaturen

Wie in Abschnitt 4.3.4 erläutert, ist eine rein analytische Abschätzung des effektiven Reibwärmeaufteilungskoeffizienten sehr schwierig. Er hängt von zahlreichen verschiedenen Parametern ab, welche stark miteinander interagieren. Im Anstreichversuch lässt sich die effektive Aufteilung der freigesetzten Reibwärmemenge in beide Reibpartner nicht direkt bestimmen. Sie kann daher nur nachträglich über entsprechende Simulationen ermittelt werden. Der effektive Reibwärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_{eff}$  wird gemäß Gleichung (68) in Abschnitt 4.3.4 maßgeblich durch den intrinsischen Wärmeaufteilungsfaktor  $\beta_i$  und den Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$  beeinflusst. Auch die Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone in beide Reibpartner spielt eine entscheidende Rolle.



In Abbildung 44a ist beispielhaft für Szenario S3 der zeitliche Verlauf des in der tatsächlichen makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  freigesetzten flächenspezifischen Reibwärmestroms  $\dot{q}_{R,C}$  sowie der sich ergebenden effektiven Reibwärmeströme in die Dichtspitze und in das Blech dargestellt. Es sei angemerkt, dass die dargestellten Reibwärmeströme jeweils nur über einen Teil der Rotorumdrehung wirken. Die über eine Rotorumdrehung zugeführten, zeitgemittelten Reibwärmeströme fallen deutlich geringer aus. Insgesamt ist in Abbildung 44a ersichtlich, dass ähnlich den Kraftspitzen auch die Reibwärmeströme zu Beginn stark ansteigen und danach einen Gleichgewichtszustand anstreben. Die resultierenden Reibwärmeströme in die Dichtspitze  $\dot{q}_{R,C}^D$  sind stets höher als in das Metallblech  $\dot{q}_{R,C}^S$ . Dies liegt vor allem daran, dass die Dichtspitze auf Grund der kinematischen Kontaktverhältnisse und den damit verbundenen geringeren effektiven flächenspezifischen Reibwärmeströmen deutlich niedrigere Temperaturen erreicht. Außerdem führt die höhere Wärmeleitfähigkeit des Dichtspitzenwerkstoffs zu einer schnellen Abfuhr der Reibwärme aus der Kontaktzone durch Wärmeleitung. Die aus den Wärmestromverläufen in Abbildung 44a resultierende Temperaturentwicklung im Blech und in der Dichtspitze ist in Abbildung 44b dargestellt. Auffällig ist, dass am Ende der Spitze des Reibwärmestromeintrags nach 0,09 Sekunden bereits ein annähernd stabiles Temperaturniveau im Blech erreicht wird. Demnach ist vor allem die Kraftspitze zu Beginn des Anstreichvorgangs für den sehr schnellen Anstieg der Reibtemperaturen verantwortlich.

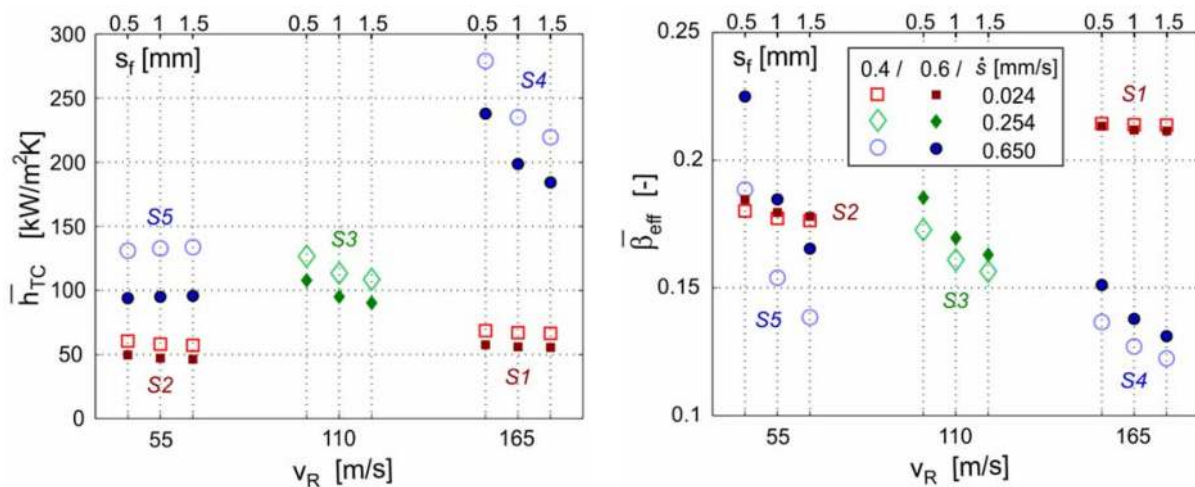


**Abbildung 44:** Zeitlicher Verlauf der simulierten Reibwärmeströme (links) sowie der resultierenden Blech- und Dichtspitzentemperaturen (rechts) für das Anstreichszenario S3 mit 0,4 mm Blechdicke über die ersten 0,5 Sekunden des Anstreichvorgangs ( $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ )

Ausschlaggebend für die Temperaturverhältnisse in beiden Reibpartnern ist die effektive Aufteilung der freigesetzten Reibwärme. Die über die Anstreichdauer gemittelten effektiven Wärmeübergangskoeffizienten in der Kontaktfläche  $\overline{h_{TC}}$  und die zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten  $\overline{\beta_{eff}}$  sind in Abbildung 45 für alle fünf Anstreichszenarien dargestellt. Die Diagramme beinhalten auch die Variation der Blechdicke und der finalen Zustelltiefe  $s_f$ . Wie in Abbildung 45a verdeutlicht wird, liegt der mittlere Wärmeübergangskoeffizient in der Kontaktfläche für das Anstreichszenario S4 ( $v_R = 165 \text{ m/s}$ ,  $\dot{s}_{th} =$

0,65 mm/s) mit Abstand am höchsten. Ursache hierfür ist neben den höheren Kontaktdrücken vor allem der Koeffizient  $h_{TC,0}$ , der beispielsweise im Vergleich zu Szenario S5 um einen Faktor 4,3 höher liegt (vgl. Tabelle 4). Die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Zustelltiefe ergibt sich aus zwei gegenläufigen Effekten. Zum einen verursachen die mit zunehmender Anstreichdauer sinkenden Kontaktdrücke eine Abnahme der Wärmeübergangskoeffizienten. Zum anderen führen ein kontinuierlicher Temperaturanstieg in den Kontaktflächen sowie die damit verbundenen Änderungen der Wärmeleitfähigkeit und des Elastizitätsmoduls zu einer Zunahme der Wärmeübergangskoeffizienten. Für Szenario S4 überwiegt gemäß Abbildung 45a der erste Effekt und für Szenario S5 der zweite Effekt.

Auch die Abhängigkeit des effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten  $\overline{\beta_{eff}}$  von der finalen Zustelltiefe  $s_f$  ergibt sich aus zwei gegenläufigen Effekten. Einerseits führen abnehmende Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$  in der Kontaktfläche zu geringeren Wärmeausgleichsströmen zwischen dem heißen Blech und der kühleren Dichtspitze, wodurch sich der effektive Wärmeaufteilungskoeffizient erhöht. Andererseits verursachen die mit der Zustelldauer abnehmenden Kontaktdrücke geringere freigesetzte Gesamtreibwärmeströme  $\dot{q}_{R,C}$ , wie zum Beispiel in Abbildung 44a verdeutlicht wurde. Gleichzeitig bleibt jedoch gemäß Abbildung 44b die treibende makroskopische Temperaturdifferenz über die Kontaktfläche annähernd konstant, so dass der Wärmeausgleichsstrom zunehmend ins Gewicht fällt.



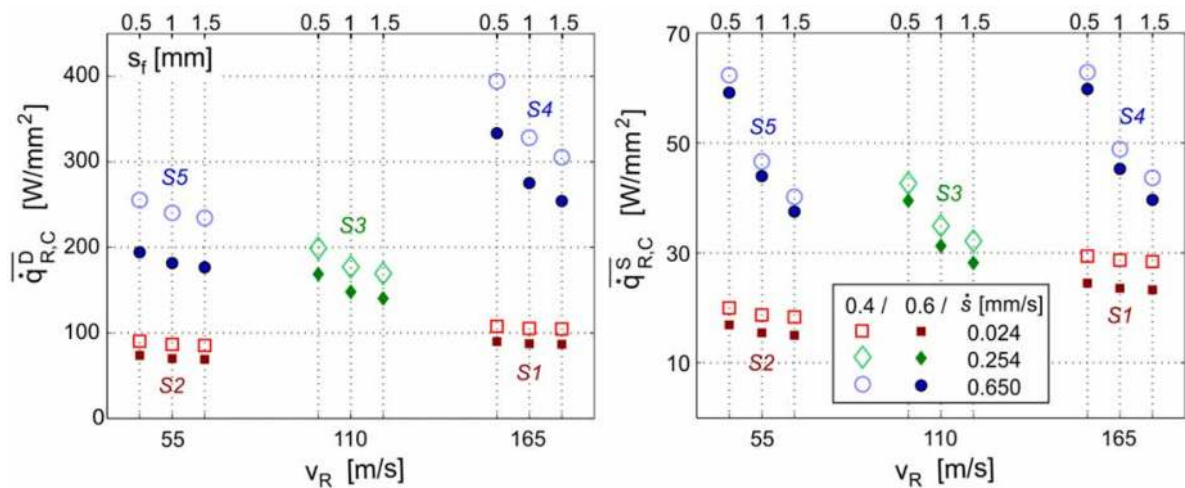
a) Wärmeübergangskoeffizient

b) Effektiver Wärmeaufteilungskoeffizient

**Abbildung 45:** Sich aus den Simulationen ergebende zeitgemittelte Wärmeübergangskoeffizienten (links) und zeitgemittelte effektive Wärmeaufteilungskoeffizienten (rechts) für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm)

Als Konsequenz fällt der effektive Wärmeaufteilungskoeffizient mit zunehmender finaler Zustelltiefe deutlich ab und ein umso größerer Anteil der insgesamt freigesetzten Reibwärme fließt in die Dichtspitze. In Folge der niedrigeren Kontaktdrücke für die dickeren Metallbleche von 0,6 mm nehmen die resultierenden Wärmeübergangskoeffizienten  $\overline{h_{TC}}$  ab, was zu etwas höheren effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten führt (vgl. Abbildung 45).

Die resultierenden zeitgemittelten, flächenspezifischen Reibwärmeströme in die Dichtspitze und in das Metallblech sind in Abbildung 46 dargestellt. Entsprechend der geringeren freigesetzten flächenspezifischen Gesamtreibwärme  $\overline{q_{R,C}}$  fallen die flächenspezifischen Wärmeeinträge in die Dichtspitze  $\overline{q_{R,C}^D}$  und in das Metallblech  $\overline{q_{R,C}^S}$  für die 0,6 mm starken Metallbleche geringer aus. Die absoluten Wärmeeinträge in die Dichtspitze nehmen mit zunehmender Blechstärke dennoch zu, da die Kontaktfläche  $A_C$ , auf welche die flächenspezifischen Wärmeströme  $\overline{q_{R,C}}$  jeweils bezogen sind, mit der Blechbreite ansteigt.



a) Reibwärmestrom in die Dichtspitze

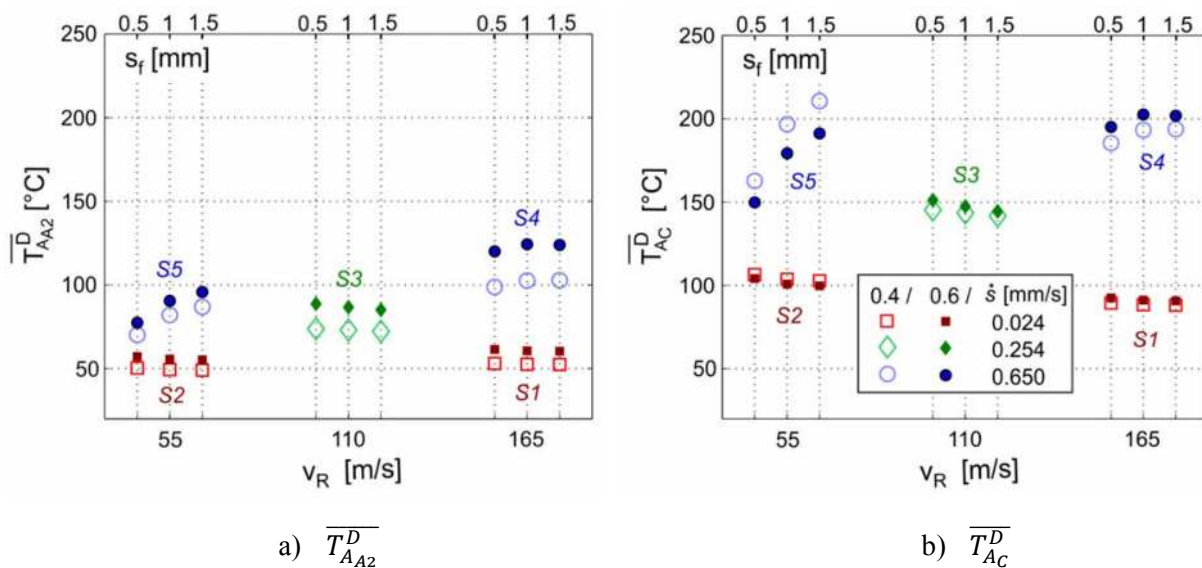
b) Reibwärmestrom in das Blech

**Abbildung 46:** Sich aus den Simulationen ergebende zeitgemittelte Reibwärmeströme in die Dichtspitze (links) und in das Blech (rechts) in der Kontaktfläche  $A_C$  für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm)

Die Simulationen bieten zudem Einblicke in die tatsächlichen makroskopischen Dichtspitzentemperaturen  $\overline{T_{A_{A2}}^D}$  und  $\overline{T_{A_C}^D}$ , welche im Anstreichversuch nicht direkt zugänglich waren (Abbildung 47). Entsprechend den Tendenzen der flächenspezifischen Reibwärmeeinträge steigen die Dichtspitzentemperaturen mit zunehmender Zustellrate leicht an. Eine Zunahme der Dichtspitzentemperaturen mit steigender Reibgeschwindigkeit ist nur für die Temperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche  $\overline{T_{A_{A2}}^D}$  erkennbar. Da der Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T, D, 2}^*$  für die Dichtspitze mit zunehmender Peclet-Zahl und somit Reibgeschwindigkeit abfällt (vgl. Abbildung 33a in Kapitel 5.1.2), ist für die tatsächlichen Dichtspitzentemperaturen in der Kontaktfläche  $\overline{T_{A_C}^D}$  ein umgekehrter Einfluss der Reibgeschwindigkeit erkennbar. Insgesamt zeigen die Dichtspitzentemperaturen auch eine Abhängigkeit der Zustelltiefe und somit der Anstreichdauer, wobei für Szenario S4 und S5 mit sehr kurzen Anstreichdauern gegenüber den anderen drei Szenarien gegensätzliche Trends beobachtet werden können. Dies ist auf die noch stark transiente Temperaturentwicklung zurückzuführen.

Interessant ist in diesem Zusammenhang auch der Einfluss der Blechdicke. Je niedriger die Dichtspitzentemperaturen ausfallen, desto bessere Einlaufesigenschaften des Systems sind zu erwarten (vgl. Kapitel 2.3.3). Im untersuchten Fall nehmen die mittleren Temperaturen  $\overline{T_{A_{A2}}^D}$

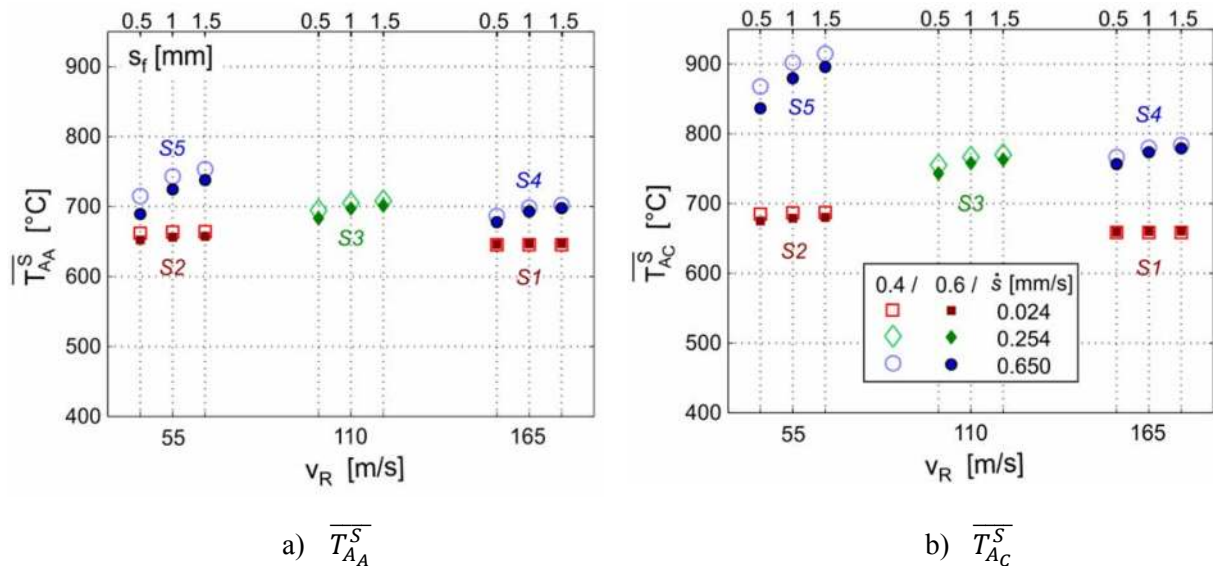
für größere Blechdicken, und somit für größere Flächenverhältnisse zwischen Metallblech und der scheinbaren Dichtspitzenoberfläche, leicht zu. Dabei ist die Temperaturerhöhung  $\Delta \bar{T}_{A_{A2}}^D$  durch den Anstreichvorgang proportional zum effektiven flächenspezifischen Reibwärmestrom  $\bar{q}_{A_{A2}}$  in die scheinbare Kontaktfläche  $A_{A2}$ . Obwohl die Kontaktfläche  $A_C$  für die dickeren Bleche um 50 % größer ist, steigen die Temperaturerhöhungen in der Dichtspitze  $\Delta \bar{T}_{A_{A2}}^D$  lediglich zwischen 14 % für Szenario S5 und 26 % für die Szenarien S3 und S4 an. Der erhöhende Einfluss des Flächenverhältnisses auf die Dichtspitzentemperaturen  $\Delta \bar{T}_{A_{A2}}^D$  wird demnach durch die niedrigeren Kontaktdrücke und somit geringeren freigesetzten Reibenergien gedämpft.



**Abbildung 47:** Zeitgemittelte simulierte Dichtspitzentemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (links) und in der tatsächlichen Kontaktfläche (rechts) für alle Anstreichszenarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm)

Auf die Temperaturen im Metallblech hat die Blechdicke gemäß den Simulationen hingegen nur einen geringen Einfluss, obwohl die insgesamt freigesetzte Reibwärmemenge für größere Blechstärken in Folge der geringeren Reibkräfte abnimmt (vgl. Abbildung 48 und Abbildung 46b). Ursache hierfür ist, dass die Blechtemperaturen vor allem durch den plastischen Verschleiß und dem vom tribologischen System angestrebten Gleichgewichtszustand zwischen effektiver Zustellrate und Gesamtverschleißrate getrieben sind (vgl. Kapitel 5.3.1). Für größere Blechdicken erhöht sich das Verhältnis der makroskopischen Kontaktfläche  $A_C$  zu den Seitenflächen  $A_S$  der Bleche, an welchen Wärme durch Konvektion und Strahlung an die Umgebung abgegeben wird. Gleichzeitig führen geringere Kontaktdrücke zu einem geringeren Wärmeübergang in der Kontaktfläche, so dass der effektive Wärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_{eff}$  höher ausfällt und ein größerer Anteil der freigesetzten Reibwärme in das Metallblech geht (vgl. Abbildung 45a). Dieser Effekt wird durch die um 34 % niedrigere druckspezifische Steifigkeit  $k_s$  der umgebenden Struktur bei den 0,6 mm dicken Blechen verstärkt (vgl. Abschnitt 5.1.1), welche die reale Überdeckung beeinflusst und gemäß Gleichung (112) in Kapitel 4.4.2 zu einer Erhöhung der plastischen Verschleißrate beiträgt.

Somit sind für die breiteren Metallbleche insgesamt weniger Reibwärme und geringere Kontaktkräfte erforderlich, um die erforderliche totale Verschleißrate zum Erreichen des Gleichgewichtszustands zu erzielen. Die Kontaktdrücke und der Anteil an abrasivem Verschleiß nehmen folglich für größere Blechdicken ab (vgl. Abbildung 40 und Abbildung 41). Mit den beschriebenen Zusammenhängen lässt sich erstmals der von Chupp et al. beim Anstreifen von Schaufelspitzen gegen Honigwaben beobachtete Anstieg des plastischen Verschleißanteils für zunehmende Wandstärken der Honigwabenbleche erklären [27].



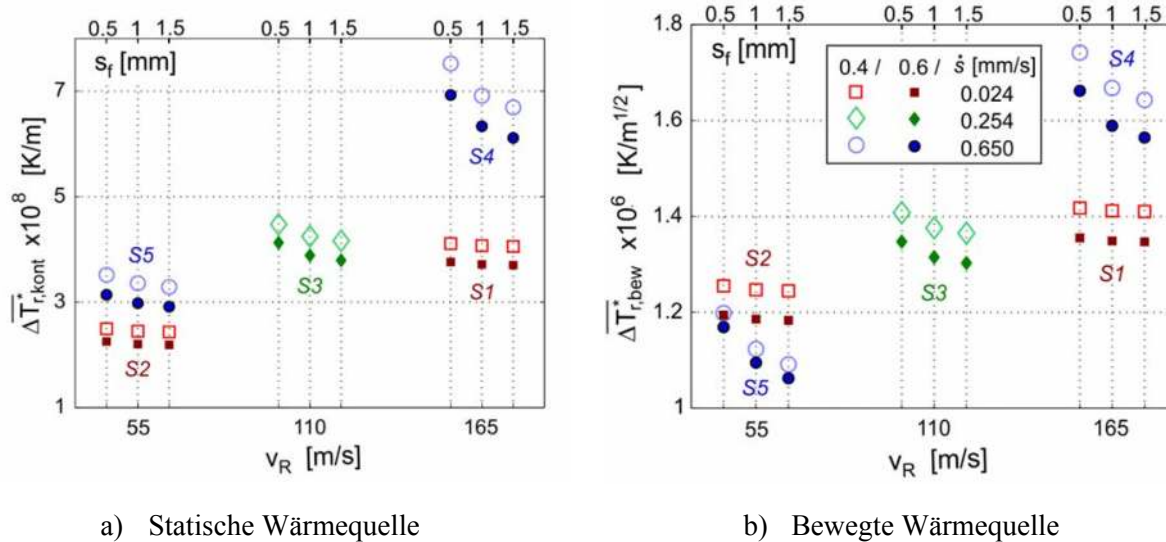
**Abbildung 48:** Zeitgemittelte simulierte Blechtemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (links) und in der tatsächlichen Kontaktfläche (rechts) für alle Anstreifszenerarien, finalen Zustelltiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm)

### 5.3.3 Blitztemperaturen

Die Berechnung der Blitztemperaturen besitzt gemäß Abschnitt 5.1.5 für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modellformulierung keinen Einfluss auf das simulierte Einlaufverhalten. Dennoch kann die Betrachtung der Blitztemperaturen helfen, um die Abhängigkeit der Modellparameter und Ergebnisse von den Anstreifbedingungen zu erklären. Eine zuverlässige Vorhersage und Validierung der Blitztemperaturen ist auf Grund der großen Anzahl unbekannter Einflussfaktoren wie in Abschnitt 5.1.5 erläutert nicht möglich. Jedoch lassen sich die relativen maximalen Blitztemperaturerhöhungen  $\Delta T_r^*$  gemäß den Gleichungen (87) und (88) in Kapitel 4.3.5 als Funktion der wirkenden Kräfte und Reibgeschwindigkeiten sowie der temperaturabhängigen Werkstoffeigenschaften für die unterschiedlichen Anstreifszenerarien berechnen.

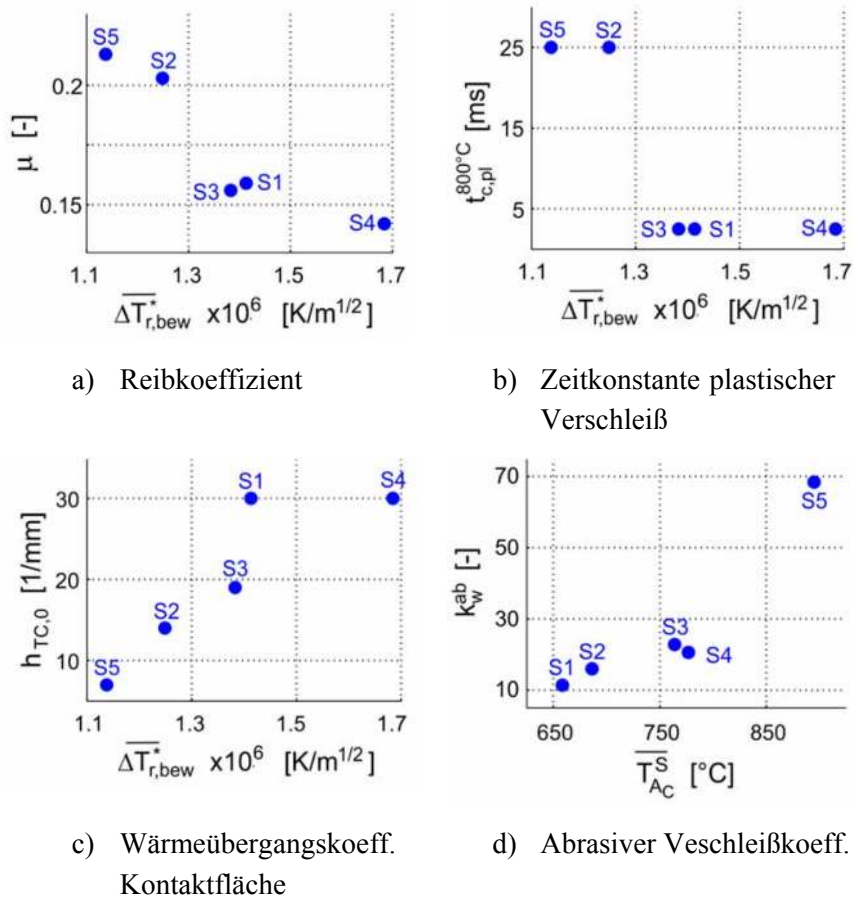
Die sich für alle fünf Anstreifszenerarien ergebenden relativen Temperaturerhöhungen für einen kontinuierlichen Wärmeeintrag  $\Delta T_{r,kont}^*$  und für einen sich bewegenden Wärmeeintrag  $\Delta T_{r,bew}^*$  sind jeweils in Abbildung 49 dargestellt. In beiden Fällen nehmen die Blitztemperaturen mit zunehmender Reibgeschwindigkeit zu. Ähnliche Tendenzen wurden bei

den gemessenen Pyrometertemperaturen festgestellt (vgl. Abbildung 20 in Abschnitt 3.4.3). Auffällig ist jedoch die umgekehrte Tendenz bezüglich des Einflusses der Zustellrate, welche gemäß der Simulation zu höheren relativen Temperaturerhöhungen führt. Eine mögliche Ursache für diese unterschiedliche Tendenz liegt in den unbekanntem Koeffizienten  $\Psi$ ,  $\Phi$ ,  $t_C$ ,  $C_A$  sowie dem Emissionskoeffizienten  $\epsilon$ , welche wie in Abschnitt 5.1.5 diskutiert je nach Anstreifbedingungen unterschiedlich groß ausfallen könnten.



**Abbildung 49:** Simulierte relative Blitztemperaturerhöhungsfaktoren für einen kontinuierlichen Wärmeeintrag (links) und für eine bewegte Wärmequelle (rechts) für alle fünf Anstreifszenearien, finalen Zustell-tiefen  $s_f$  und für beide Blechdicken (0,4 mm und 0,6 mm)

In Abbildung 50 sind die tribologischen Modellparameter und Verschleißkoeffizienten für alle Anstreifszenearien den mittleren relativen Blitztemperaturerhöhungen  $\overline{\Delta T}_{r, \text{bew}}^*$  gegenübergestellt. Die Parameter wurden gemäß Kapitel 5.1 iterativ durch einen Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentell bestimmten Kontaktdrücken, Verschleißverhältnissen und den makroskopischen Blechtemperaturen bestimmt (vgl. Tabelle 4 in Kapitel 5.1.3). Obwohl die simulierten Blitztemperaturen mit den verfügbaren experimentellen Daten nicht eindeutig validiert werden können, sind in Abbildung 50 dennoch klare Zusammenhänge erkennbar. Der dynamische Reibkoeffizient  $\mu$  scheint gemäß Abbildung 50a mit zunehmender Blitztemperaturerhöhung abzunehmen. Ähnliche Beobachtungen wurden bereits von verschiedenen Autoren gemacht, die Reibvorgänge mit hohen Reibgeschwindigkeiten untersuchten [53], [71], [114], [125]. Eine mögliche Erklärung für die Abnahme der Reibkoeffizienten liegt in der temperaturbedingten Abnahme der Materialfestigkeit, welche in der lokalen Kontaktzone zu einer zunehmend weicheren und somit die Reibung reduzierenden Metallschicht führt. Außerdem können höhere Temperaturen eine verstärkte Oxidation hervorrufen, wodurch die Oberflächen in der Kontaktfläche verhärten und so Reibmechanismen, wie zum Beispiel Mikrofurchen, gehemmt werden. Der temperaturbedingte lokale Festigkeitsabfall könnte auch die Abnahme der Zeitkonstanten  $t_{c, pl}^{800^\circ C}$  des plastischen Verschleißgesetzes mit zunehmenden Blitztemperaturerhöhungen erklären (Abbildung 50b).



**Abbildung 50:** Abhängigkeit der kalibrierten tribologischen Modellparameter von den maximalen relativen Blitztemperaturerhöhungen für eine bewegte Wärmequelle (a, b, c) bzw. von den Blechtemperaturen in der Kontaktfläche (d)

Eine gegensätzliche Tendenz ist für die Proportionalitätskonstante des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC,0}$  in der Kontaktfläche zu beobachten, der mit zunehmenden Blitztemperaturerhöhungen ansteigt (Abbildung 50c). Dies könnte auf eine Vergrößerung der realen mikroskopischen Kontaktfläche auf Grund des weicheren Werkstoffs oder auf eine temperaturbedingte Zunahme der Wärmeleitfähigkeit zurückzuführen sein. Bisher werden diese beiden Effekte zwar bei der Berechnung der resultierenden Wärmeübergangskoeffizienten in der Kontaktfläche  $h_{TC}$  berücksichtigt (vgl. Gleichung (35) in Abschnitt 4.3.1), jedoch werden sie im Modell bisher ausschließlich mit der makroskopischen Temperatur  $T_{Ac}$  berechnet. Die Simulationsergebnisse lassen vermuten, dass stattdessen eine Berechnung auf Basis der Blitztemperaturerhöhungen die Realität noch besser abbilden würde. Für die Proportionalitätskonstante  $k_w^{ab}$  des abrasiven Verschleißgesetzes konnte hingegen kein klarer Zusammenhang mit den Blitztemperaturerhöhungen festgestellt werden. Stattdessen verdeutlicht Abbildung 50d, dass der abrasive Verschleißkoeffizient eher mit der mittleren makroskopischen Blechtemperatur  $T_{Ac}^S$  zu korrelieren scheint.

Sehr ähnliche Tendenzen lassen sich für die Abhängigkeit der tribologischen Modellparameter von den mittleren relativen Blitztemperaturerhöhungen mit kontinuierlichem Wärmeeintrag  $\Delta\overline{T}_{r,kont}^*$  sowie von den mittleren makroskopischen Temperaturen der schein-

baren Kontaktfläche  $\overline{T_{AA}^S}$  feststellen (vgl. Kapitel 8.15 im Anhang). Insgesamt lässt die Betrachtung der relativen Temperaturerhöhungen vermuten, dass die Blitztemperaturen durchaus einen wichtigen Einfluss auf die tribologischen Modellparameter und somit auf das Systemverhalten ausüben können. Eine eindeutige Validierung ist mit den verfügbaren experimentellen Daten jedoch nicht möglich. Dennoch deuten die Ergebnisse darauf hin, dass durch eine zuverlässige Abschätzung der Blitztemperaturen eine allgemeingültigere Definition der tribologischen Parameter möglich sein könnte. Eine individuelle Anpassung der tribologischen Parameter für andere Anstreifbedingungen wäre dann nicht mehr erforderlich. Gleiches gilt für eine temperaturabhängige Definition des abrasiven Verschleißkoeffizienten.

## 5.4 Fazit Modellvalidierung

Die Modellvalidierung erfolgte mit Hilfe der in Kapitel 3 beschriebenen Anstreifversuche. Basierend auf dem entwickelten Modellierungsansatz wurde ein Anstreifmodell erstellt, welches die Simulation von Anstreifvorgängen zwischen einem einzelnen Metallblech und einer einzelnen Dichtspitze mit paralleler Ausrichtung ermöglicht. Die theoretisch und experimentell nicht direkt bestimmbar Modellparameter wurden durch einen iterativen Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten ermittelt. Der Großteil der so bestimmten Modellparameter war für alle Anstreif Szenarien gleichermaßen gültig. Eine Ausnahme bildeten die vier Modellparameter  $\mu$ ,  $h_{TC,0}$ ,  $k_W^{ab}$  und  $t_{c,pl}$ , deren Werte je nach Anstreif Szenario geringfügig angepasst werden mussten. Als mögliche Ursache für die erforderliche Anpassung konnte die Temperaturabhängigkeit dieser vier Modellparameter identifiziert werden, welche in der Simulation bisher nicht berücksichtigt wurde.

Insgesamt ergab sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und den experimentellen Daten. Sowohl der Einfluss der Blechstärke als auch der finalen Zustelltiefe wurde sehr gut abgebildet. Die Ergebnisse der Modellvalidierung verdeutlichen, dass der entwickelte Modellierungsansatz dazu in der Lage ist, das Anstreifverhalten des betrachteten Einlaufsystems unter verschiedenen Anstreifbedingungen realistisch abzubilden. Eine solch exzellente Übereinstimmung ist nur möglich, wenn alle signifikanten Einflussfaktoren und ihre Wechselwirkungen vom Modell realitätsnah abgebildet werden. Des weiteren zeigte der entwickelte Modellierungsansatz trotz kurzer Rechenzeiten ein sehr stabiles Konvergenzverhalten. Er eignet sich somit hervorragend für die Durchführung von Parameterstudien und Systemoptimierungen.

Mit Hilfe des validierten Modellierungsansatzes konnten erstmals verschiedene Beobachtungen aus den experimentellen Untersuchungen in Kapitel 3 und aus der Literatur sowohl qualitativ als auch quantitativ erklärt werden. Besonders hervorzuheben ist der vom Einlaufsystem angestrebte Gleichgewichtszustand zwischen der totalen Verschleißrate und der effektiven Zustellrate, der eine essentielle Grundlage für das Verständnis des Systemverhaltens bildet. Mit Hilfe des Gleichgewichtszustands konnte unter anderem erstmals der starke Einfluss der Zustellrate auf die Kontaktdrücke und Reibtemperaturen quantifiziert werden, welcher bereits von mehreren Autoren beobachtet wurde. Für hohe Zustellraten ist ein erhöhter Anteil an plastischem Verschleiß erforderlich, um dem System das Erreichen des Gleichgewichtszustands zu ermöglichen. Auch der im Anstreifversuch beobachtete Abfall der Kontaktdrücke und Verschleißverhältnisse mit zunehmender Blechdicke konnte mit Hilfe der Simulationsergebnisse erklärt werden.



Für verschiebungsgesteuerte Anstreifvorgänge zwischen mehreren Dichtspitzen und einer vollständigen Honigwabenzellstruktur ist ein qualitativ sehr ähnliches Reib- und Verschleißverhalten zu erwarten. Die dünnwandigen Honigwabenbleche erfahren beim Anstreifen ähnlich den Versuchsbedingungen einen deutlich höheren effektiven, flächenspezifischen Reibwärmeeintrag als die Dichtspitze. Je nach Spitzengeometrie und Relativbewegungsrichtung kann auch an der Vorder- und Hinterflanke der Dichtspitze Kontakt auftreten. Auch in diesem Fall strebt das System in jeder Kontaktfläche einen Gleichgewichtszustand an. Dieser ändert sich jedoch in Folge der sich ständig ändernden Größe der am Anstreifvorgang beteiligten Kontaktflächen und/oder der Relativbewegung.



---

## 6 Sensitivitätsanalyse

Ein wesentlicher Vorteil des entwickelten Modellierungsansatzes ist die sehr kurze Rechen-  
dauer, welche die Durchführung einer Sensitivitätsanalyse in einem akzeptablen Zeitrahmen  
von nur wenigen Tagen ermöglicht. Ziel der Sensitivitätsstudie ist einerseits die Ver-  
besserung des Systemverständnisses durch Quantifizierung der Effekte und Wechsel-  
wirkungen aller Einflussparameter auf die verschiedenen Systemgrößen. Das betrachtete  
Einlaufsystem strebt gemäß Abschnitt 5.3.1 in allen Fällen einen Gleichgewichtszustand  
zwischen effektiver Zustellrate  $\dot{s}_{eff}$  und totaler Verschleißrate  $\dot{w}_{tot}$  an. Abhängig von den  
vorherrschenden Bedingungen und Werkstoffeigenschaften der Reibpartner setzt sich die  
totale Verschleißrate aus unterschiedlichen Verschleißanteilen zusammen. Diese bestimmen  
die resultierenden Kontaktdrücke und Reibtemperaturen. Ein anderes Ziel der Sensitivitäts-  
studie liegt in der Quantifizierung der Auswirkungen von Unsicherheiten in den Einfluss-  
größen auf die Simulationsergebnisse und die Bewertung der Zuverlässigkeit der  
Simulationen. Dieses Kapitel widmet sich der Vorstellung und Diskussion der Ergebnisse der  
Sensitivitätsstudie.

Im Rahmen der Sensitivitätsstudie werden alle Modellparameter variiert, die theoretisch und  
experimentell nur schwer bestimmbar und somit mit einer größeren Unsicherheit behaftet  
sind. Hierzu zählen neben den mechanischen und thermischen Randbedingungen vor allem  
die Anstreibbedingungen, die tribologischen Modellparameter sowie die Koeffizienten der  
Verschleißgesetze und Werkstoffeigenschaften. Das Anstreibszenario (S3 mit  $v_R = 110 \text{ m/s}$   
und  $\dot{s}_{th} = 0,254 \text{ mm/s}$ ), die Geometrie und die Blechstärke (0,4 mm) sowie die anderen  
Randbedingungen bleiben hingegen konstant. Es ergeben sich gemäß Tabelle 8 insgesamt 15  
Parameter, die im Rahmen der Sensitivitätsstudie untersucht werden. Der berücksichtigte  
Wertebereich liegt jeweils um die +/-25 Prozent der in Kapitel 5.1 definierten Referenzwerte.  
Alle Eingangsgrößen werden unabhängig voneinander variiert.

Die örtliche und zeitliche Diskretisierung bleibt gemäß den Ergebnissen in Kapitel 5.2.1  
konstant, wobei auf Grund der Variation der Wärmeleitfähigkeit eine entsprechende  
Reduktion der maximalen Zeitschrittgröße um 25 Prozent zur Erfüllung der CFL-Bedingung  
erforderlich ist. Der Skalenfaktor  $c_{pl}$  des plastischen Verschleißgesetzes und die Dehngrenze  
des Blechwerkstoffs besitzen gemäß Gleichung (112) in Abschnitt 4.4.2 beide dieselbe  
Wirkung auf das Verschleißverhalten, weshalb im Rahmen dieser Sensitivitätsstudie lediglich  
die Dehngrenze des Werkstoffs  $R_{p02}$  variiert wird. Eine weitere Annahme umfasst identische  
konvektive Wärmeübergangskoeffizienten  $h_k$  für Blech und Dichtspitze an der Kontaktstelle.  
Die Temperaturabhängigkeit der Werkstoffeigenschaften bleibt im Rahmen der  
Sensitivitätsstudie unverändert. Lediglich ihr Absolutniveau wird gemäß den Faktoren in  
Tabelle 8 angepasst.

### 6.1 Definition des Simulationsplans

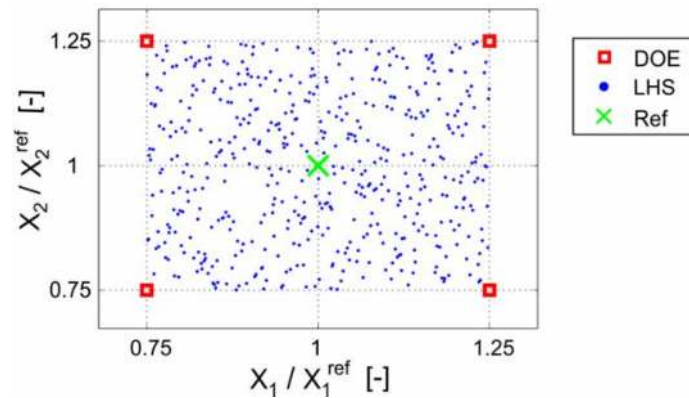
Für die Identifikation und Bewertung der Wechselwirkungen zwischen den Eingangsgrößen  
ist für die Parameterstudie eine „one-factor-at-a-time“ Vorgehensweise ungeeignet.  
Stattdessen ist der Einsatz von statistischer Versuchsplanung sinnvoll, um die Haupteinflüsse  
und Wechselwirkungen zwischen den 15 Parametern mit einer möglichst geringen Anzahl an

Simulationen zu quantifizieren. Ein vollfaktorieller statistischer Versuchsplan mit nur zwei Stufen für alle 15 Faktoren würde bereits 32768 Simulationsdurchläufe erfordern.

**Tabelle 8:** Zusammenfassung aller im Rahmen der Sensitivitätsanalyse variierten Parameter

Kategorie	Nr.	Parametername	Symbol	Wert	Einheit
Randbedingungen	1	Steifigkeit Struktur	$k_S$	350	[MPa/mm]
	2	Konv. Wärmeübergangskoeff.	$h_k$	300	[W/m <sup>2</sup> K]
Anstreifbedingungen	3	Größe des Umfangssegments	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	15	[%]
	4	Temperaturerhöhungsfaktor Blech	$f_{\Delta T,S}^*$	0,09	[-]
	5	Temperaturerhöhungsfaktor DS	$f_{\Delta T,D}^*$	1,33	[-]
Tribologische Modellparameter	6	Reibkoeffizient	$\mu$	0,156	[-]
	7	Proportionalitätskonstante des Wärmeübergangskoeffizienten	$h_{TC,0}$	19000	[1/m]
	8	Intrinsischer Wärmeverteilungskoeff.	$\beta_i$	0,5	[-]
Verschleißgesetze	9	Abrasiver Verschleißkoeff.	$k_W^{ab}$	22,73	[-]
	10	Zeitkonstante bei 800°C	$t_{c,pl}(800^\circ C)$	2,5	[ms]
Werkstoffeigenschaften	11	Faktor Temperaturleitfähigkeit Blech	$f_\lambda^S$	1	[-]
	12	Faktor Elastizitätsmodul Blech	$f_E^S$	1	[-]
	13	Faktor Wärmeausdehnungskoeff. Bl.	$f_\alpha^S$	1	[-]
	14	Faktor Dehngrenze Blech	$f_{R_p,02}^S$	1	[-]
	15	Faktor Temperaturleitfähigkeit DS	$f_\lambda^D$	1	[-]

Um die hohe Zahl an erforderlichen Datenpunkten erheblich zu reduzieren, bieten sich teilfaktorielle Versuchspläne oder so genannte „Latin Hypercube“ Versuchspläne an. Während bei ersteren gezielte Lücken in den vollfaktoriellen Versuchsplan eingebracht werden, bestehen *Latin Hypercubes* aus einer zufälligen Verteilung der Datenpunkte im gesamten zulässigen, mehrdimensionalen Wertebereich der Eingangsparameter. Die Punkte werden dabei uniform über den Wertebereich verteilt, so dass der verfügbare Raum vollständig und gleichmäßig abgedeckt wird und die verschiedenen Eingangsgrößen möglichst geringfügig miteinander korrelieren. Letzteres ist eine wichtige Voraussetzung für die zuverlässige Quantifizierung der Einflüsse der verschiedenen Parameter. Ein Beispiel für die Verteilung der Datenpunkte im Parameterraum bei klassischen zweistufigen statistischen Versuchsplänen und einem *Latin-Hypercube* für 512 Datenpunkte ist in Abbildung 51 dargestellt.



**Abbildung 51:** Beispiel der Punkteverteilung für einen Schnitt durch den 15-dimensionalen Eingangsparameterraum für einen teilfaktoriellen Versuchsplan mit 512 Datenpunkten (große Rechtecke) und ein *Latin Hypercube* mit identischer Anzahl an Datenpunkten (kleine Punkte)

Mit abnehmender Anzahl an Versuchs- oder Simulationsdurchläufen sinkt die Aussagekraft der Daten, da Mehrfachwechselwirkungen zwischen den Parametern auf Grund zu starker Korrelationen untereinander nicht mehr von den Haupteinflüssen oder von anderen Wechselwirkungen unterscheidbar sind. Für die nachfolgende Sensitivitätsstudie werden sowohl ein zweistufiger teilfaktorieller Versuchsplan mit einer Auflösung von sechs (große Rechtecke in Abbildung 51) als auch ein *Latin Hypercube* (kleine Punkte in Abbildung 51) mit jeweils 512 Simulationsdurchläufen eingesetzt. Eine Auflösung von sechs bedeutet, dass Haupteinflussfaktoren ( $x_i$ ), zweifach-Wechselwirkungen ( $x_i \cdot x_j$ ) und dreifach-Wechselwirkungen ( $x_i \cdot x_j \cdot x_k$ ) eindeutig voneinander unterschieden werden können. Jedoch lassen sich die dreifach-Wechselwirkungen für diese Auflösung nicht eindeutig zuordnen, da sie teilweise direkt miteinander korrelieren. Für nähere Informationen zur Auswahl der Simulationspläne wird auf Kapitel 8.16 im Anhang verwiesen.

## 6.2 Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse

Für die Auswertung der Simulationsergebnisse werden zunächst die hier betrachteten Ausgangsgrößen Kontaktdruck  $p_c$ , effektiver Reibwärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_{eff}$  sowie die Temperaturen in den scheinbaren Kontaktflächen des Metallblechs  $T_{AA}^S$  und der Dichtspitze  $T_{AA}^D$  zeitlich über die Dauer des Anstreichvorgangs gemittelt. Die Auswertung umfasst auch die Betrachtung des Verhältnisses aus abrasivem Verschleiß  $w_a$  zum Gesamtverschleiß  $w_{tot}$  am Ende des Anstreichvorgangs. Mit Hilfe einer multikriteriellen Merkmalsbewertung und linearer Regressionsmodelle werden die Wirkungen der verschiedenen Eingangsparameter auf die genannten Ausgangsgrößen des tribologischen Systems quantifiziert. Für nähere Informationen zum eingesetzten Auswertalgorithmus wird auf Mikut, Pychynski und Schwerzel verwiesen [112], [130], [138].

Die aus den varianznormierten Daten des teilfaktoriellen Versuchsplans bestimmten linearen Regressionskoeffizienten  $\kappa_{lin}$  für verschiedene Systemgrößen sind in Tabelle 9 und Tabelle 10 zusammengefasst. Ein positiver Koeffizient  $\kappa_{lin}$  bedeutet, dass eine Erhöhung der Eingangsgröße zu einer Erhöhung der entsprechenden Ausgangsgröße führt und umgekehrt.

**Tabelle 9:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den zweistufigen teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)					
$s_f = 1,5 \text{ mm}$					
	Nr.	Kontaktdruck		Verschleißverhältnis	
		$\bar{p}_C$		$w_a/w_{tot}$	
HF	1	$\mu$	-0,584	$f_E^S$	-0,535
	2	$\beta_i$	-0,465	$\mu$	-0,451
	3	$h_{TC,0}$	0,316	$\beta_i$	-0,354
	4	$f_\lambda^S$	0,278	$k_W^{ab}$	0,315
	5	$f_E^S$	-0,278	$h_{TC,0}$	0,242
	6	$f_\lambda^D$	0,213	$f_\lambda^S$	0,207
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,142	$f_\lambda^D$	0,163
	8	$k_S$	0,097	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,112
	9	$t_{c,pl}$	0,090	$k_S$	0,095
	10	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,063	$t_{c,pl}$	0,092
WW	1	$\mu \cdot \beta_i$	0,108	$\mu \cdot f_E^S$	0,147
	2	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,096	$k_W^{ab} \cdot f_E^S$	-0,109
	3	$\mu \cdot f_\lambda^D$	-0,071	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,093
	4	$\mu \cdot f_\lambda^S$	-0,070	$\mu \cdot k_W^{ab}$	-0,091
	5	$\mu \cdot f_E^S$	0,068	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,084
	6	$h_{TC,0} \cdot f_\lambda^D$	0,059	$\beta_i \cdot k_W^{ab}$	-0,074

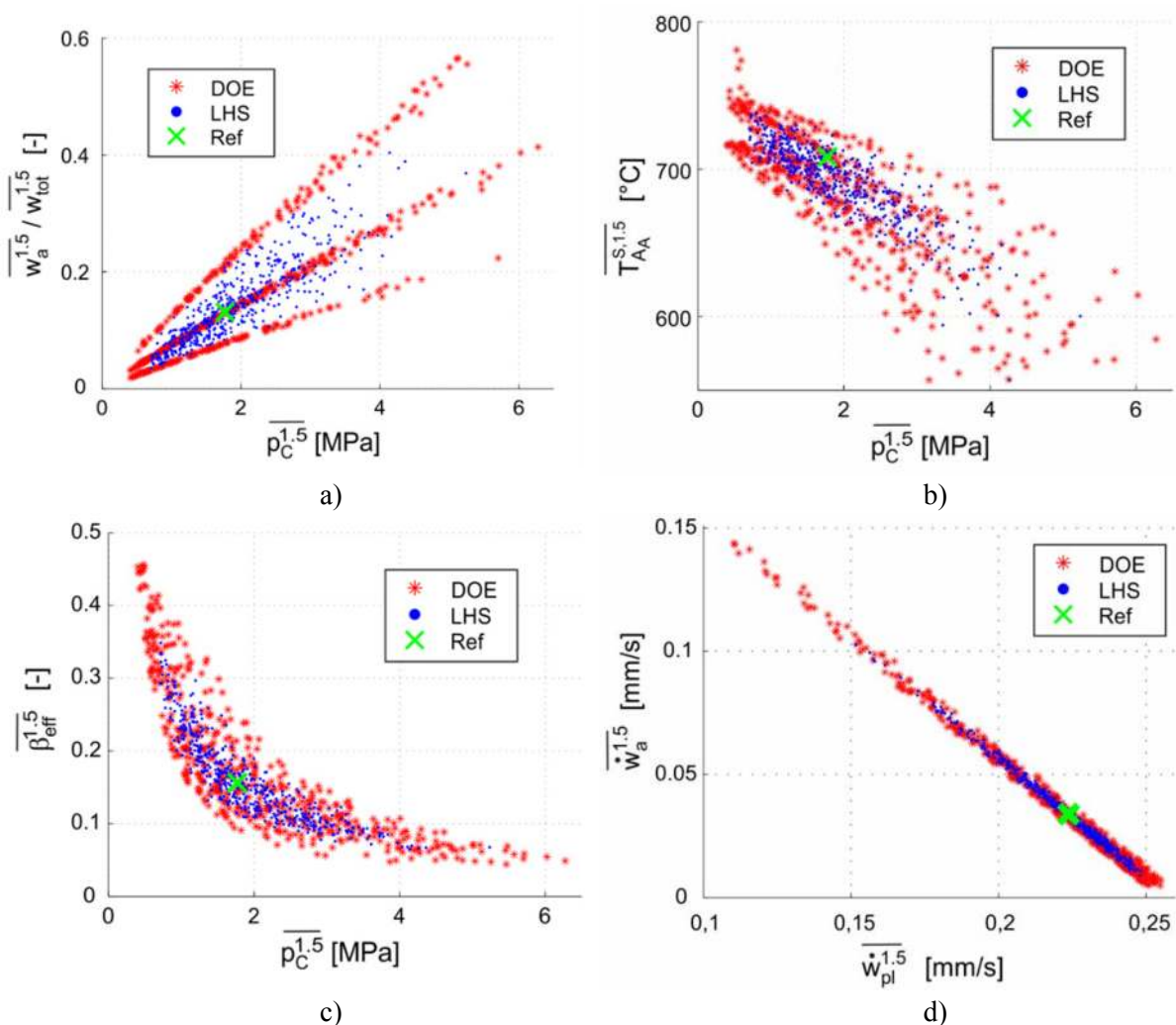
Je größer dieser Koeffizient, desto größer ist der Einfluss des entsprechenden Faktors. Die Tabellen beinhalten nur die jeweils zehn wichtigsten Haupteinflussfaktoren (HF) und die sechs wichtigsten Wechselwirkungen (WW) für eine finale Zustelltiefe von 1,5 mm. Weitere Tabellen mit sehr ähnlichen Ergebnissen für die Zustelltiefen von 0,5 mm und 1,0 mm sowie mit der Auswertung der *Latin Hypercube* Simulationspläne befinden sich in Kapitel 8.17 im Anhang.

**Tabelle 10:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den zweistufigen teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeverteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)							
$s_f = 1,5 \text{ mm}$							
	Nr.	Wärmeverteilung		Blechtemperatur		Spitztemperatur	
		$\overline{\beta_{eff}}$		$\overline{T_{AA}^S}$		$\overline{T_{AA}^D}$	
HF	1	$\beta_i$	0,638	$\mu$	0,517	$\beta_i$	-0,610
	2	$h_{TC,0}$	-0,395	$\beta_i$	0,412	$h_{TC,0}$	0,397
	3	$f_E^S$	0,376	$f_E^S$	0,320	$f_E^S$	-0,357
	4	$\mu$	0,325	$h_{TC,0}$	-0,286	$f_\lambda^S$	0,321
	5	$f_\lambda^D$	-0,214	$f_{\Delta T}^{*,S}$	-0,257	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,270
	6	$f_\lambda^S$	-0,171	$f_\lambda^S$	-0,247	$\mu$	-0,251
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,110	$f_\lambda^D$	-0,190	$f_\lambda^D$	-0,105
	8	$f_{\Delta T}^{*,D}$	0,047	$k_S$	0,180	$k_S$	0,100
	9	$k_S$	-0,042	$t_{c,pl}$	0,161	$t_{c,pl}$	0,097
	10	$h_k$	0,041	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,089	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,082
WW	1	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,155	$\mu \cdot f_E^S$	-0,129	$\beta_i \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,079
	2	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,151	$\mu \cdot \beta_i$	-0,124	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,067
	3	$\mu \cdot \beta_i$	0,141	$\mu \cdot h_{TC,0}$	0,103	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,066
	4	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,091	$\mu \cdot f_\lambda^D$	0,087	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,050
	5	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	-0,051	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	0,075	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	0,049
	6	$\mu \cdot f_E^S$	0,048	$\mu \cdot f_\lambda^S$	0,074	$h_{TC,0} \cdot f_\lambda^S$	0,047

Das abrasive Verschleißverhältnis, der resultierende Kontaktdruck sowie die Reibtemperaturen sind wie bereits in Abschnitt 5.3 erläutert eng miteinander verknüpft, so dass alle drei Ausgangsgrößen insgesamt von sehr ähnlichen Parametern beeinflusst werden. Diese enge Verknüpfung wird in Abbildung 52 veranschaulicht, in welcher die Systemgrößen für alle insgesamt 1024 durchgeführten Simulationsdurchläufe des teilfaktoriellen Versuchsplans (DOE, große Sterne) und des *Latin Hypercubes* (LHS, kleine Punkte) für eine finale Zustelltiefe von 1,5 mm gegeneinander aufgetragen sind. Für höhere Verschleißverhältnisse

und somit einen zunehmenden abrasiven Verschleißanteil sind gemäß Abbildung 52a und Abbildung 52b höhere Kontaktdrücke und geringere Blechtemperaturen erforderlich (vgl. Abschnitt 5.2.2), was sich auch an den Vorzeichen der Koeffizienten in Tabelle 9 und Tabelle 10 widerspiegelt. Zum Beispiel verursachen höhere Reibkoeffizienten  $\mu$  eine Abnahme der Kontaktdrücke  $\bar{p}_C$  ( $\kappa_{lin} = -0,584$ ) und des Verschleißverhältnisses  $w_a/w_{tot}$  ( $\kappa_{lin} = -0,451$ ), während die Blechtemperaturen  $\bar{T}_{AA}^S$  ansteigen ( $\kappa_{lin} = +0,517$ ). Gleichzeitig führen höhere Kontaktdrücke gemäß Abbildung 52c tendenziell zu einer Abnahme des mittleren effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten  $\bar{\beta}_{eff}$ . Der Reibwärmeanteil, der in die rotierende Dichtspitze geht, nimmt folglich mit steigendem Kontaktdruck tendenziell zu. Die miteinander konkurrierenden abrasiven und plastischen Verschleißraten sind in Abbildung 52d gegeneinander aufgetragen. Sie verdeutlichen, dass der Gleichgewichtszustand durch verschiedene Kombinationen beider Verschleißanteile erreicht werden kann.



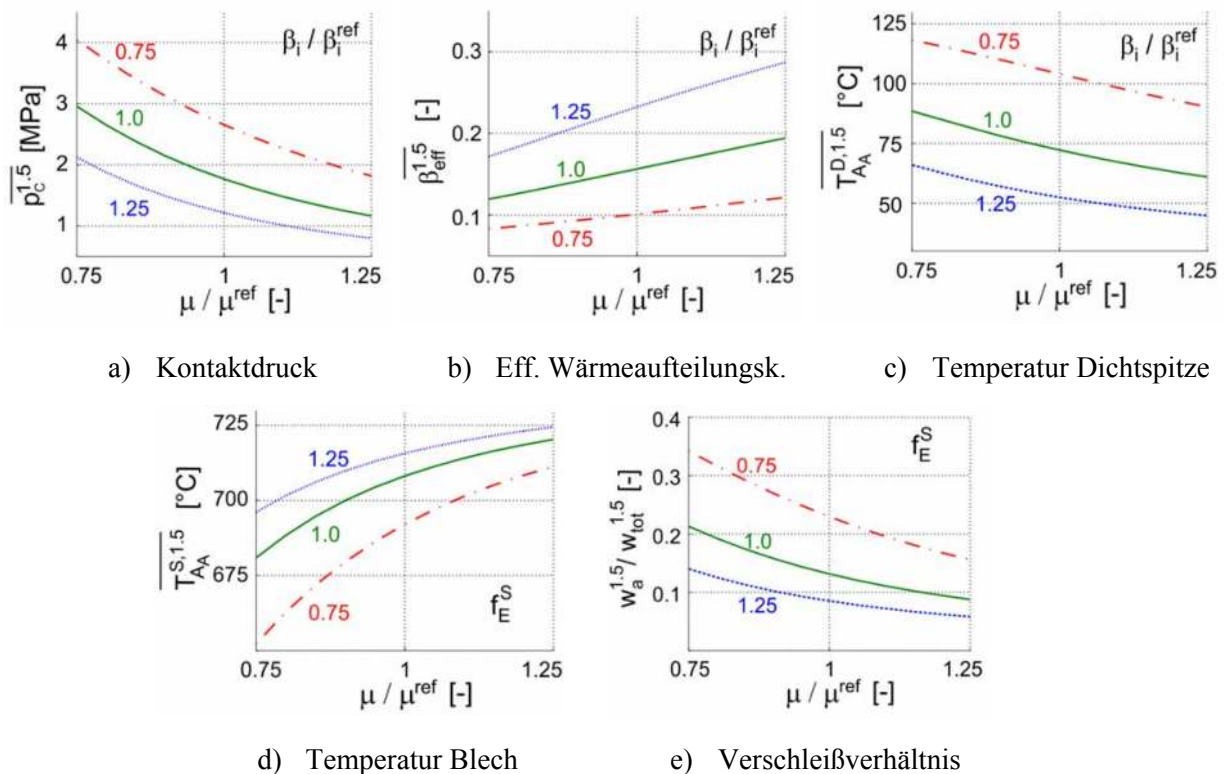
**Abbildung 52:** Zusammenhänge zwischen den verschiedenen zeitgemittelten Systemgrößen aus dem teilfaktoriellen Versuchsplan (DOE) und dem *Latin Hypercube Sample* (LHS) für die finale Zustelltiefe von 1,5 mm ( $v_R = 110$  m/s,  $ds/dt = 0,254$  mm/s)

Gemäß Tabelle 9 und Tabelle 10 gehören vor allem der dynamische Reibkoeffizient  $\mu$ , der



intrinsische Wärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_i$ , der Elastizitätsmodul  $f_E^S$  des Blechwerkstoffs, die Proportionalitätskonstante des Wärmeübergangskoeffizients in der Kontaktfläche  $h_{TC,0}$  sowie die Wärmeleitfähigkeiten des Blechs  $f_\lambda^S$  und der Dichtspitze  $f_\lambda^D$  zu den wichtigsten Einflussfaktoren. Vor allem die ersten vier genannten Größen sind sowohl theoretisch als auch experimentell nur schwer zu bestimmen und daher mit einer erhöhten Unsicherheit behaftet. Ihr Einfluss auf die fünf Ausgangsgrößen im betrachteten Wertebereich wird im Folgenden ausführlicher diskutiert.

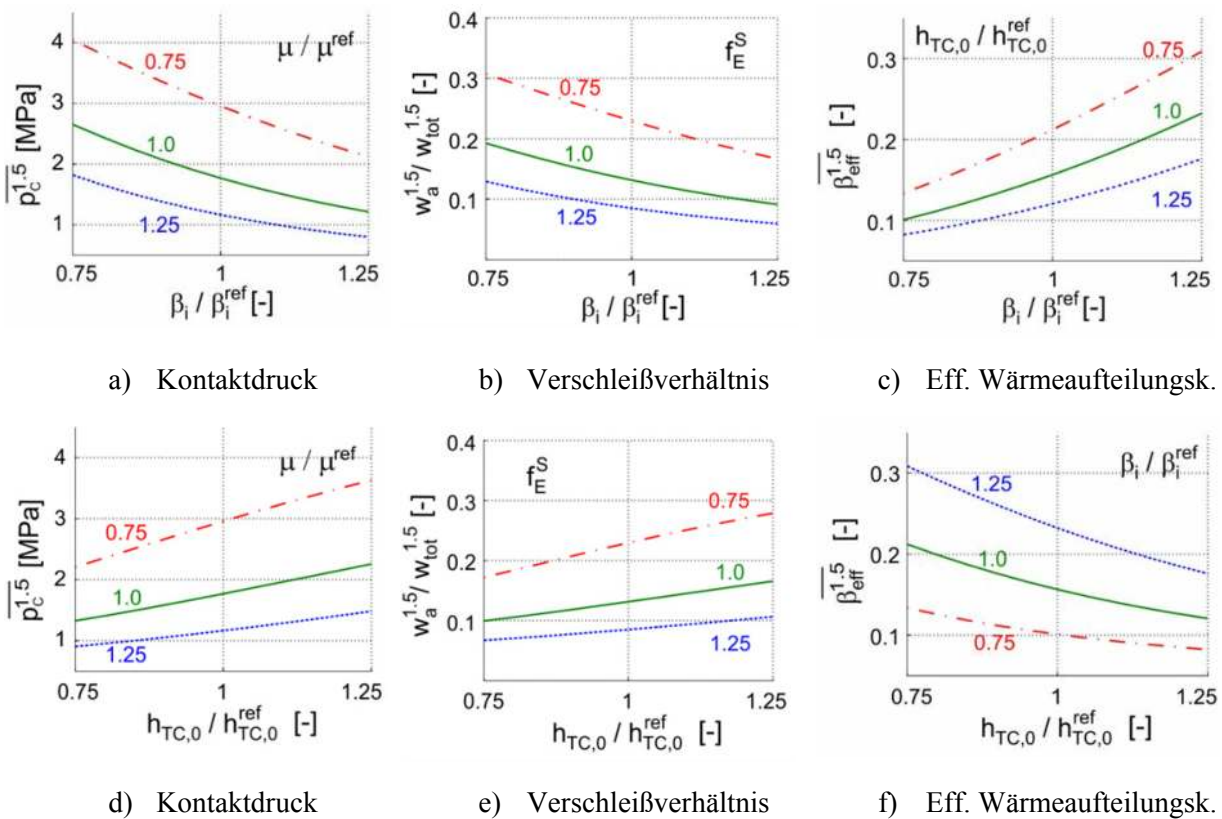
Mit zunehmendem **Reibkoeffizient**  $\mu$  nimmt der mittlere Kontaktdruck  $\overline{p_C}$  ab ( $\kappa_{lin} = -0,584$ , Abbildung 53a), da schon bei geringeren Kontaktdrücken ausreichend Reibwärme freigesetzt wird, um die notwendige plastische Verschleißrate bzw. die dazugehörigen Temperaturen zu erreichen. Gleichzeitig steigt der effektive Wärmeaufteilungskoeffizient  $\overline{\beta_{eff}}$  an ( $\kappa_{lin} = +0,325$ , Abbildung 53b), da niedrigere Kontaktdrücke zu weniger Wärmeübertragung vom Blech über die Kontaktfläche in die Dichtspitze führen. Dementsprechend verursacht eine Zunahme vom Reibkoeffizienten ebenfalls eine leichte Abnahme der Dichtspitzentemperaturen  $T_{AA}^D$  ( $\kappa_{lin} = -0,251$ , Abbildung 53c). Bei geringeren Kontaktdrücken tritt weniger abrasiver Verschleiß auf, weshalb die plastische Verschleißrate zum Erreichen des Gleichgewichtszustands zunehmen muss und die mittleren Temperaturen im Blech  $T_{AA}^S$  ansteigen ( $\kappa_{lin} = +0,517$ , Abbildung 53d). Das Verschleißverhältnis sinkt demnach mit zunehmendem Reibkoeffizient  $\mu$  ( $\kappa_{lin} = -0,451$ , Abbildung 53e).



**Abbildung 53:** Simulierter Einfluss des Reibkoeffizienten  $\mu$  auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5 \text{ mm}$ ,  $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ )

Der **intrinsische Wärmeaufteilungskoeffizient**  $\beta_i$  spielt eine ähnlich bedeutende Rolle wie der dynamische Reibkoeffizient. Je höher er ausfällt, desto größer ist der Anteil der direkt im

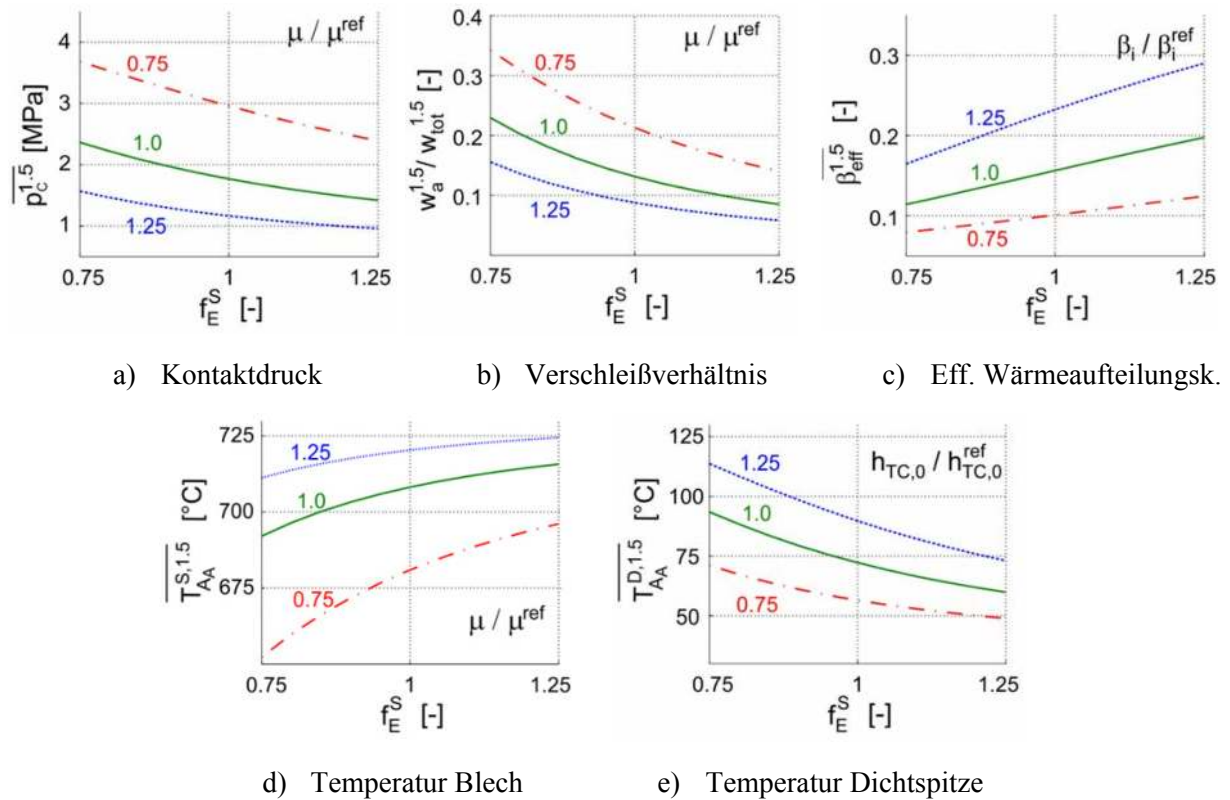
Blech freigesetzten Reibwärme und desto geringer fallen der mittlere Kontaktdruck ( $\kappa_{lin} = -0,465$ , Abbildung 54a) und das Verschleißverhältnis aus ( $\kappa_{lin} = -0,354$ , Abbildung 54b). Die Erklärung für dieses Verhalten ist ähnlich wie beim Reibkoeffizienten. Der starke Einfluss des intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten auf den effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten ( $\kappa_{lin} = +0,638$ , Abbildung 54c) wird durch Gleichung (68) in Abschnitt 4.3.4 verdeutlicht. Eine vergleichbare Wirkung auf Kontaktdruck, Verschleißverhältnis und effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten besitzt eine Abnahme der Proportionalitätskonstanten des **Wärmeübergangskoeffizienten**  $h_{TC,0}$  in der Kontaktfläche (Abbildung 54d bis Abbildung 54f).



**Abbildung 54:** Simulierter Einfluss des intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten  $\beta_i$  (oben) und der Proportionalitätskonstanten des Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC,0}$  (unten) in der Kontaktfläche auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5 \text{ mm}$ ,  $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ )

Der **Elastizitätsmodul**  $f_E^S$  übt trotz einer höheren Steifigkeit des Blechs einen negativen Einfluss auf die resultierenden Kontaktdrücke ( $\kappa_{lin} = -0,278$ , Abbildung 55a) und das Verschleißverhältnis ( $\kappa_{lin} = -0,535$ , Abbildung 55b) aus. Hintergrund ist der Einfluss des Elastizitätsmoduls auf die Größe der realen, mikroskopisch kleinen Kontaktfläche, welche sowohl den Wärmeübergang zwischen den Reibpartnern in der Kontaktfläche als auch die Höhe der abrasiven Verschleißrate beeinflusst (vgl. Gleichung (35) in Abschnitt 4.3.1 und Gleichung (107) in Abschnitt 4.4.1). Dementsprechend besitzt eine Erhöhung des Elastizitätsmoduls eine ähnliche Wirkung wie eine Vergrößerung des Reibkoeffizienten oder des intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten. Ein steigender Elastizitätsmodul führt zu

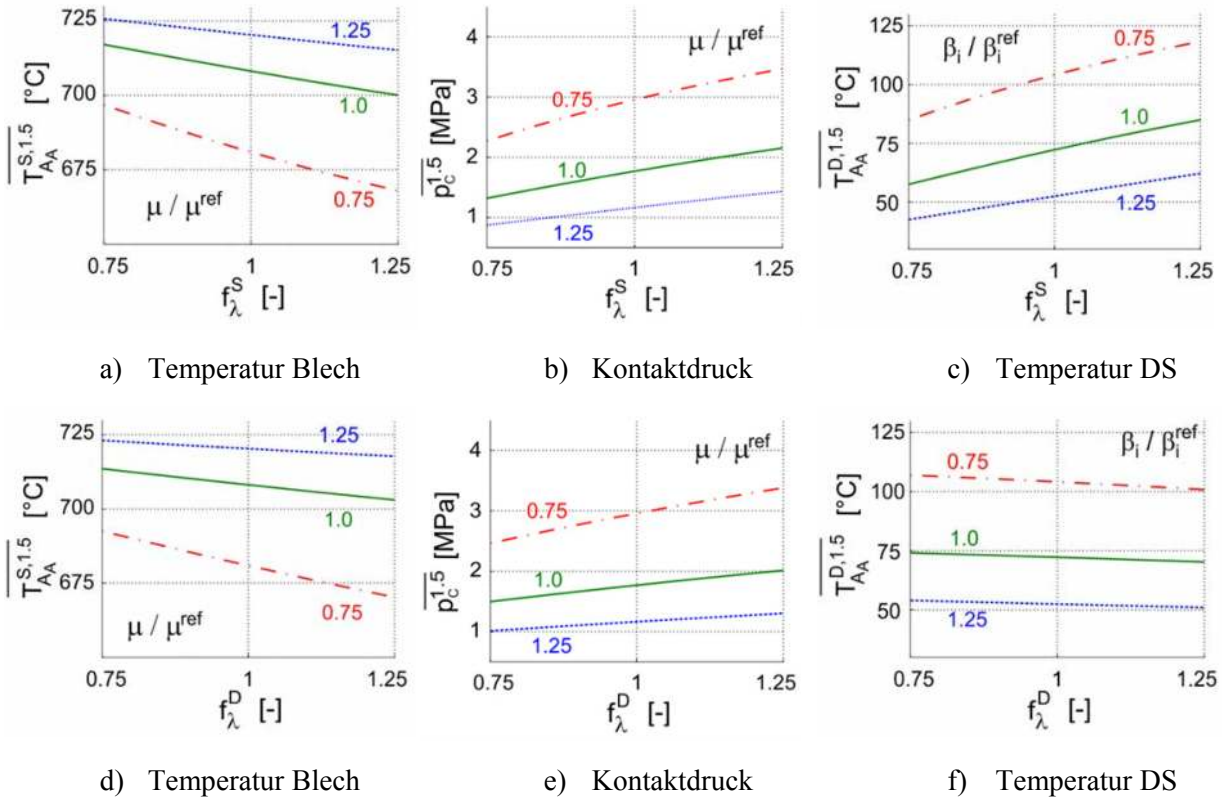
einer Zunahme des effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten ( $\kappa_{lin} = +0,376$ , Abbildung 55c) und der Blechtemperaturen ( $\kappa_{lin} = +0,320$ , Abbildung 55d) sowie zu einer Abnahme der Dichtspitzentemperaturen ( $\kappa_{lin} = -0,357$ , Abbildung 55e). Der negative Einfluss des Elastizitätsmoduls auf das abrasive Verschleißverhältnis ist besonders groß ( $\kappa_{lin} = -0,535$ , Abbildung 55b), da sich hier die beiden Effekte eines verschlechterten Wärmeübergangs in der Kontaktfläche und einer niedrigeren abrasiven Verschleißrate überlagern.



**Abbildung 55:** Simulierter Einfluss des Elastizitätsmoduls des Blechs auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5$  mm,  $v_R = 110$  m/s,  $ds/dt = 0,254$  mm/s)

Die **Wärmeleitfähigkeiten des Blechs  $f_\lambda^S$  und der Dichtspitze  $f_\lambda^D$**  besitzen eine vergleichbare Wirkung auf die betrachteten Systemgrößen. Eine Zunahme der Wärmeleitfähigkeiten führt auf Grund der verbesserten konduktiven Wärmeabfuhr aus der Kontaktzone und der sich gleichzeitig erhöhenden Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{TC}$  in der Kontaktfläche zu einer Abnahme der Blechtemperaturen ( $\kappa_{lin} = -0,247$  und  $\kappa_{lin} = -0,190$ , Abbildung 56a und Abbildung 56d). Dementsprechend sind höhere Kontaktdrücke ( $\kappa_{lin} = +0,278$  und  $\kappa_{lin} = +0,213$ , Abbildung 56b und Abbildung 56e) und plastische Verschleißraten erforderlich, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen. Die verbesserte Wärmeleitfähigkeit der Kontaktflächen sowie die höheren Kontaktdrücke führen beide zu niedrigeren effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten  $\beta_{eff}$  ( $\kappa_{lin} = -0,171$  und  $\kappa_{lin} = -0,214$ ) und somit zu höheren Reibwärmeeinträgen in die Dichtspitze. Dieser Effekt dämpft die verringemde Wirkung einer erhöhten Wärmeleitfähigkeit des Dichtspitzenwerkstoffs auf die resultierenden Dichtspitzentemperaturen, weshalb ihr Einfluss hier vergleichsweise gering ausfällt ( $\kappa_{lin} = -0,105$ , Abbildung 56f). Im Gegensatz hierzu führt eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit des Blechwerkstoffs zu einer deutlicheren Erhöhung der Dichtspitzen-

temperaturen ( $\kappa_{lin} = +0,321$ , Abbildung 56c). Qualitativ ähnliche Effekte sind durch anderweitige Verbesserungen der Abfuhr der Reibwärme aus der Kontaktzone zu erwarten, wobei bei gleichbleibenden Wärmeleitfähigkeiten in der Kontaktfläche geringere Auswirkungen auf die Temperaturentwicklung zu erwarten sind. Der Einfluss des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h_k$  der umgebenden Luftströmung auf das Systemverhalten erwies sich im Rahmen der Sensitivitätsstudie als vergleichsweise gering.



**Abbildung 56:** Simulierter Einfluss der Wärmeleitfähigkeiten des Blechs (oben) und der Dichtspitze (unten) auf die zeitgemittelten Systemgrößen ( $s_f = 1,5 \text{ mm}$ ,  $v_R = 110 \text{ m/s}$ ,  $ds/dt = 0,254 \text{ mm/s}$ )

Alle anderen variierten Einflussgrößen besaßen einen eher untergeordneten Einfluss auf das Systemverhalten. Zu nennen sind lediglich noch die Verschleißkoeffizienten, die Steifigkeit der umgebenden Struktur sowie die Größe des anstreifenden Umfangssegments. Eine Erhöhung des abrasiven Verschleißkoeffizienten  $k_W^{ab}$  führte zwar zu größeren Verschleißverhältnissen und somit zu weniger plastischen Verformungverschleiß ( $\kappa_{lin} = +0,321$ ), beeinflusste die restlichen Systemgrößen jedoch nicht nennenswert. Die Ursache hierfür liegt darin, dass der positive Einfluss des erhöhten Verschleißkoeffizienten auf die abrasive Verschleißrate gemäß Gleichung (107) in Abschnitt 4.4.1 durch gleichzeitig sinkende Kontaktdrücke sowie einem temperaturbedingt leicht zunehmenden Elastizitätsmodul gedämpft wird. Eine Verringerung der plastischen Verschleißrate durch eine Erhöhung der Zeitkonstanten  $t_{c,pl}$  ergibt einen kleinen Anstieg des Kontaktdrucks ( $\kappa_{lin} = +0,090$ ), der Blechtemperatur ( $\kappa_{lin} = +0,161$ ) und des Verschleißverhältnisses ( $\kappa_{lin} = +0,092$ ). Auch eine Erhöhung der Struktursteifigkeit  $k_s$  führt auf Grund der geringeren realen Überdeckungen  $s_r$  gemäß Gleichung (112) in Kapitel 4.4.2 zu einer Verringerung der

plastischen Verschleißrate und somit zu höheren Kontaktdrücken ( $\kappa_{lin} = +0,097$ ), größeren Verschleißverhältnissen ( $\kappa_{lin} = +0,095$ ) sowie zu geringeren effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten ( $\kappa_{lin} = -0,042$ ). Einen ähnlichen Einfluss besitzt eine Vergrößerung des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$ . Jedoch muss hier bei der Interpretation berücksichtigt werden, dass die Temperaturerhöhungsfaktoren im Rahmen der Sensitivitätsstudie vereinfachend unabhängig von der Größe des Umfangssegments variiert wurden.

Wechselwirkungen zwischen den Einflussgrößen spielen im betrachteten Parameterraum ebenfalls eine Rolle, auch wenn sie gemäß den Regressionskoeffizienten in Tabelle 9 und Tabelle 10 einen geringeren Einfluss als die Hauptfaktoren besitzen. Das bedeutet, dass sich die erhöhenden und verringernden Wirkungen der verschiedenen Einflussgrößen in Folge von Wechselwirkungen nicht umdrehen. Dennoch üben die Wechselwirkungen einen Einfluss aus, indem sie beispielsweise die Wirkung einzelner Faktoren verstärken oder dämpfen. Zu erkennen ist dies beispielsweise an den Kurvenverläufen in Abbildung 53b, in welcher die Wirkung der Wechselwirkung  $\mu \cdot \beta_i$  zwischen dem Reibkoeffizienten und dem intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten auf den effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten dargestellt ist ( $\kappa_{lin} = +0,141$ ). Je größer der intrinsische Wärmeaufteilungskoeffizient ausfällt, desto größer ist die Steigung der jeweiligen Kurven und somit der Einfluss des Reibkoeffizienten. Der für die Sensitivitätsstudie verwendete zweistufige teilfaktorielle Versuchsplan ermöglicht nur die Betrachtung von linearen Effekten. Wie beispielsweise Abbildung 55 verdeutlicht, treten im betrachteten Parameterraum auch nicht-lineare Effekte auf.

### 6.3 Fazit Sensitivitätsanalyse

Der entwickelte Modellierungsansatz erwies sich als sehr gut geeignet für die Sensitivitätsanalyse. Die kurzen Rechenzeiten ermöglichten die Durchführung von insgesamt 1024 Simulationsdurchläufen in wenigen Tagen. Die Ergebnisse der Sensitivitätsstudie verdeutlichen die starken Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Systemgrößen. Aus diesem Grund müssen für eine erfolgreiche Optimierung der Einlaufsysteme im verwendeten Modell stets alle Teilmodelle und Einflussgrößen berücksichtigt werden. Eine Beschränkung der Optimierung auf nur einen Reibpartner ist nicht sinnvoll. Gemäß den Ergebnissen der Sensitivitätsstudie besitzen die theoretisch und experimentell schwer bestimmbar tribologischen Modellparameter sowie die temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeiten und Elastizitätsmodule der Werkstoffe einen wichtigen Einfluss auf das Systemverhalten. Hohe Unsicherheiten in der Bestimmung dieser Eingangsgrößen führen dementsprechend zu sehr starken Unterschieden im vorhergesagten Systemverhalten und müssen bei der Auslegung von Einlaufsystemen unbedingt berücksichtigt werden. Die Temperaturerhöhungsfaktoren für das Blech und die Dichtspitze sowie die Fließgrenze, Wärmekapazität und Dichte des Blechwerkstoffs spielen hingegen eine untergeordnete Rolle.

Eine Reduktion der Dichtspitzentemperaturen beim Anstreifen mindert die Gefahr von verstärktem Dichtspitzenverschleiß, selbstverstärkenden thermoelastischen Instabilitäten oder kritischen Beschädigungen und verbessert somit das Einlaufverhalten des Systems. Gleichzeitig kann ein erhöhter Anteil an abrasivem Verschleiß Vorteile bezüglich der Schärfe der Kanten und somit der aerodynamischen Dichtwirkung bieten. Basierend auf den Ergebnissen der Sensitivitätsstudie ergeben sich die folgenden Richtlinien zur Reduktion der Dichtspitzentemperaturen beim Anstreifen gegen ein Honigwabenblech:

- Der intrinsische Wärmeaufteilungskoeffizient  $\beta_i$  besitzt einen großen Einfluss auf die resultierenden Dichtspitzentemperaturen. Er ist unter anderem eine Funktion der Werkstoffpaarung und kann sich ändern, sobald einer der eingesetzten Werkstoffe modifiziert wird. Eine Änderung der Werkstoffpaarung kann demnach trotz verbesserter anderer Werkstoffeigenschaften zu unerwarteten nachteiligen Konsequenzen auf das Einlaufverhalten führen.
- Eine Schwächung des Wärmeübergangs in der Kontaktfläche führt zu deutlich niedrigeren Dichtspitzentemperaturen. Erreicht werden kann dies beispielsweise durch eine auf die Kontaktfläche beschränkte Absenkung der Wärmeleitfähigkeit von Einlaufbelag und Dichtspitze oder durch eine Erhöhung des Elastizitätsmoduls. Beide Maßnahmen werden beispielsweise durch eine keramische Beschichtung der Dichtspitze erfüllt. Eine Verringerung der Kontaktdrücke beim Anstreifen mindert ebenfalls den Wärmeübergang in der Kontaktfläche.
- Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr aus der Dichtspitze, beispielsweise durch eine Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit  $f_\lambda^D$ , senkt die Dichtspitzentemperaturen und erhöht den Anteil an abrasivem Verschleiß. Jedoch wird dieser Effekt gedämpft durch den verstärkten Wärmeübergang vom heißeren Stator in die kühlere Dichtspitze in Folge des höheren makroskopischen Temperaturgradientens über die Kontaktfläche.
- Eine Verschlechterung der Wärmeabfuhr aus dem Einlaufbelag, zum Beispiel durch eine Verringerung von  $f_\lambda^S$ , sowie eine Verringerung der Systemsteifigkeit führen zu einer Abnahme der Kontaktdrücke und somit zu geringeren Dichtspitzentemperaturen. Gleichzeitig erhöht sich der Anteil an plastischem Verschleiß.
- Eine Vergrößerung des Reibkoeffizienten  $\mu$  führt entgegen der Intuition zu geringeren Kontaktdrücken und somit zu größeren effektiven Reibwärmeaufteilungskoeffizienten, was in geringeren Dichtspitzentemperaturen resultiert. Gleichzeitig erhöht sich allerdings der Anteil an plastischem Verschleiß.
- Eine Erhöhung der abrasiven Verschleißrate  $k_W^{ab}$  führt wider erwartens zu keiner signifikanten Verringerung der Dichtspitzentemperaturen, erhöht aber das Verhältnis von abrasiver Verschleißhöhe zur Gesamtverschleißhöhe.

Diese Richtlinien können qualitativ auf das Anstreifverhalten zwischen einer oder mehreren Dichtspitzen und einem vollständigen Honigwabeneinlaufbelag übertragen werden. Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass die Geometrie der Reibpartner sowie die Anstreifbedingungen, wie beispielsweise die Reibgeschwindigkeit oder die Zustellrate, im Rahmen der Sensitivitätsstudie nicht untersucht wurden. Der signifikante Einfluss dieser Parameter wurde bereits in Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Der im Rahmen der Sensitivitätsstudie identifizierte starke Einfluss des intrinsischen Wärmeaufteilungskoeffizienten bietet eine mögliche Erklärung für die notwendige Anpassung der Koeffizienten für die Modellvalidierung (vgl. Abschnitt 5.2.2). In den bisherigen Simulationen wurde dieser Faktor für alle Anstreifsznarien mit dem Wert 0,5 angenommen. Fällt er in der Realität anders aus, so hat dies große Auswirkungen auf das Systemverhalten und muss bei falscher Annahme durch die Anpassung der anderen Koeffizienten ausgeglichen werden. Auf ähnliche Weise können Fehler in den verwendeten Werkstoffeigenschaften zur Notwendigkeit einer Anpassung der anderen Koeffizienten je nach Anstreifsznario führen.

---

## 7 Zusammenfassung & Ausblick

### 7.1 Zusammenfassung

Die Optimierung von dynamischen Dichtsystemen ist eine effiziente und kostengünstige Methode zur Erhöhung der Wirkungsgrade, Lebensdauer und Betriebssicherheit von Turbomaschinen. Insbesondere die Verbesserung ihrer Robustheit gegen Anstreifvorgänge zwischen rotierenden und statischen Komponenten bietet derzeit noch ein enormes Optimierungspotential. Dieses ist bisher nicht vollständig nutzbar, da zum einen die komplexen physikalischen Phänomene beim Anstreifen noch nicht vollständig verstanden sind. Zum anderen stehen bisher keine geeigneten Anstreifmodelle zur Verfügung, die alle relevanten Einflussgrößen berücksichtigen und gleichzeitig nur einen geringen Rechenaufwand erfordern. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals die Voraussetzungen für die zukünftige Optimierung des Anstreifverhaltens von Labyrinthdichtungen mit Einlaufbelägen geschaffen.

In einem ersten Schritt wurden umfassende experimentelle Untersuchungen durchgeführt, um neue Einblicke in das Anstreifverhalten des betrachteten Systems zu erhalten. Die gleichzeitige Erfassung der resultierenden Reibtemperaturen, Kontaktkräfte und des Verschleißes sowie eine umfangreiche Variation der Einflussgrößen ermöglichte erstmals die Quantifizierung des Systemverhaltens. Voraussetzung hierfür war eine gezielte Reduktion der Komplexität des betrachteten Einlaufsystems durch die Beschränkung auf rein radiale Anstreifvorgänge zwischen einer einzelnen Dichtspitze und einem einzelnen, parallel angeordneten Metallblech. Die Absicherung der experimentellen Ergebnisse erfolgte durch die Anwendung statistischer Versuchsplanung und die Durchführung mehrfacher Wiederholversuche, so dass eine solide Datenbasis für die Modellbildung und Modellvalidierung geschaffen werden konnte.

Basierend auf den Versuchsergebnissen und einer umfangreichen Systemanalyse wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein umfassender Modellierungsansatz entwickelt, der die schnelle und zuverlässige Simulation von verschiebungsgesteuerten Anstreifvorgängen in Einlaufsystemen ermöglicht. Durch die intensive Nutzung analytischer Modelle und durch die Anwendung einer Zeitskalentrennung konnte der erforderliche Rechenaufwand erheblich reduziert werden. Numerische Modelle sind im Rahmen des Modellierungsansatzes nur für die Berechnung der Steifigkeiten, Reibtemperaturen und der thermischen Ausdehnung der Reibpartner erforderlich. Alle relevanten Einflussgrößen auf das betrachtete tribologische System werden durch den Modellierungsansatz abgebildet. Vorkenntnisse über die resultierenden Kontaktkräfte und über die effektive Reibwärmeaufteilung sind im Gegensatz zu anderen Modellierungsansätzen aus der Literatur nicht erforderlich. Die modulare Formulierung des Modellierungsansatzes durch Teilmodelle ermöglicht dessen beliebige Erweiterung und Anwendung auf andere Dichtsysteme.

Für die Validierung wurden die Anstreifversuche am Prüfstand zwischen einem einzelnen Metallblech und einer Dichtspitze mit Hilfe des entwickelten Modellierungsansatzes simuliert. Insgesamt zeigten die durchgeführten Simulationen in Anbetracht der Komplexität der tribologischen Zusammenhänge und der erwarteten Messfehler eine hervorragende

Übereinstimmung mit den experimentellen Versuchsergebnissen. Weiterhin konnten im Rahmen der experimentellen und numerischen Untersuchungen dieser Arbeit verschiedene qualitative Beobachtungen zum Anstreifverhalten aus der Literatur bestätigt werden. Der validierte Modellierungsansatz bietet wertvolle Einblicke in die physikalischen Vorgänge beim Anstreifen von Einlaufsystemen und ermöglichte erstmals die Quantifizierung grundlegender Phänomene. Zu den wichtigsten Ergebnissen zählt die Erkenntnis, dass das Einlaufsystem sehr schnell einen Gleichgewichtszustand anstrebt, in welchem die effektive Zustellrate und die totale Verschleißrate annähernd identisch sind. Das gesamte Systemverhalten wird durch diesen Gleichgewichtszustand bestimmt, in welchem die verschiedenen Verschleißmechanismen miteinander konkurrieren. Welche Kombination von Kontaktdruck und Reibtemperaturen sich einstellen muss, um den Gleichgewichtszustand zu erreichen, hängt von allen Einflussgrößen und insbesondere von den zugrundeliegenden Verschleißgesetzen ab.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Systemanalyse, der entwickelte Modellierungsansatz sowie die damit möglichen kurzen Rechendauern bieten ideale Voraussetzungen für die zukünftige Untersuchung und Optimierung von Einlaufsystemen aller Art. Dies wurde anhand einer umfassenden Sensitivitätsstudie mit insgesamt 1024 Simulationsdurchläufen unter Beweis gestellt. Dabei zeigte sich, dass gerade die theoretisch und experimentell nur sehr schwer bestimmbar tribologischen Parameter, wie zum Beispiel der Reibkoeffizient, der intrinsische Wärmeverteilungskoeffizient oder der Wärmeübergangskoeffizient in der Kontaktfläche, das Einlaufverhalten stark beeinflussen. Diese Unsicherheiten müssen bei der Auslegung und Optimierung unbedingt berücksichtigt werden. Basierend auf den Ergebnissen der zahlreichen Simulationsdurchläufe wurden verschiedene Maßnahmen zur Verbesserung des Einlaufverhaltens von Labyrinthdichtungen mit Honigwabeneinlaufbelägen identifiziert und diskutiert.

Insgesamt verdeutlichen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen, dass eine Optimierung des Einlaufverhaltens nur unter Berücksichtigung des gesamten tribologischen Systems möglich ist. Eine Optimierung nur einer Dichtungskomponente ohne Berücksichtigung des restlichen Systems ist nicht sinnvoll, da beide Reibpartner über den Wärmeaustausch in der Kontaktfläche und über das Verschleißverhalten stark miteinander gekoppelt sind.

## 7.2 Ausblick

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit bieten eine essentielle Grundlage für die Simulation und Optimierung des Anstreifverhaltens von Einlaufsystemen und lassen sich leicht auf andere Dichtsysteme, wie zum Beispiel Bürstendichtungen, übertragen. Um in Zukunft Einlaufvorgänge an vollständigen Honigwabenstrukturen oder anderen Einlaufbelägen zuverlässig vorherzusagen zu können, sind weitere Schritte zur Modellerweiterung und -validierung notwendig.

In diesem Zusammenhang muss zunächst validiert werden, in wie weit der entwickelte Modellierungsansatz auch dazu in der Lage ist, die Anstreifvorgänge zwischen einer Dichtspitze und einem schräg orientierten Metallblech vorherzusagen. Im Gegensatz zur bisher untersuchten parallelen Blechanordnung ergeben sich in diesem Fall gleichzeitig mehrere makroskopische Kontaktflächen, was bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse



und bei der Modellierung berücksichtigt werden muss. In diesem Zusammenhang ist ebenfalls zu prüfen, was bei Zustellbewegungen passiert, die nicht rein radial stattfinden und somit ebenfalls zu mehreren Kontaktflächen zwischen Dichtspitze und Stator führen können.

Ein weiterer notwendiger Schritt umfasst die Untersuchung anderer Materialpaarungen. Die bisherigen Untersuchungen wurden aus Kostengründen und wegen der Verfügbarkeit zuverlässigerer, temperaturabhängiger Werkstoffdaten für die in Turbomaschinen eher untypische Materialpaarung V2A-Stahl gegen 42CrMo4 durchgeführt. Vergleichbare Untersuchungen mit maschinennäheren Werkstoffpaarungen, wie zum Beispiel Inconel 718 gegen Hastelloy X sind in Zukunft erforderlich, wobei qualitativ ähnliche Ergebnisse zu erwarten sind. Zukünftige Anstreifversuche müssen durch umfangreiche Untersuchungen des temperaturabhängigen Werkstoffverhaltens begleitet werden. Hierzu zählen neben der Untersuchung des Einflusses von Verformungsgeschwindigkeiten und Oxidationsvorgängen auch die nähere Betrachtung von Mikrostrukturänderungen und der beim Anstreifen wirkenden Verschleißmechanismen. Im Besonderen ist auch eine nähere Betrachtung der adhäsiven Materialübertragungen zwischen Einlaufbelag und Dichtspitze erforderlich, da diese das Einlaufverhalten entscheidend beeinflussen können.

Weiterhin konnte bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen kein signifikanter Verschleiß der Dichtspitze festgestellt werden, was vor allem auf die kinematischen Eingriffsflächenverhältnisse zurückzuführen ist. Um in Zukunft auch den Verschleiß auf der Dichtspitze berücksichtigen zu können, müssen entsprechende Verschleißmodelle formuliert und durch adäquate Anstreifversuche kalibriert und validiert werden. Für die experimentelle Validierung ist in diesem Fall auch im Versuch die gezielte Hervorrufung von Dichtspitzenverschleiß erforderlich, was vermutlich nur durch eine Vergrößerung des statorseitigen Einlaufbelags oder eine Aufheizung der Dichtspitze vor dem Anstreifversuch möglich ist. In diesem Zusammenhang könnte in Zukunft der Einfluss einer Beschichtung der Dichtspitzen auf das Einlaufverhalten untersucht werden. Diese beeinflusst sowohl das Verschleißverhalten als auch den Wärmeübergang in der Kontaktfläche und somit die Temperaturverteilung in der Kontaktzone. Durch Berücksichtigung der Dichtspitzenbeschichtung im Anstreifmodell könnten die bisher unklaren Ursachen ihres positiven Einflusses womöglich erklärt, quantifiziert und optimiert werden.

Ein weiterer sehr vielversprechender Schritt für die Zukunft umfasst die Modellierung des Anstreifvorgangs mit Mehrskalenmodellen. Beispielsweise lassen sich der thermische Kontaktwiderstand, das Verschleißverhalten oder der Reibkoeffizient auf mikroskopischer Ebene noch exakter als Funktion der aktuell vorherrschenden Bedingungen, wie zum Beispiel den Reibtemperaturen oder dem Materialzustand, abbilden. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modellierungsansatz bietet hierfür eine hervorragende Ausgangslage, da die entsprechenden, bisher rein makroskopisch modellierten Teilsysteme durch gekoppelte, niedrigskaligere Modelle erweitert oder gar ersetzt werden können. Auf diese Weise könnte auch eine mögliche Temperaturabhängigkeit des Reibkoeffizienten oder der Proportionalitätskonstanten der Verschleißgesetze berücksichtigt werden. Insgesamt ermöglicht eine Mehrskalenmodellierung vermutlich eine noch allgemeingültigere Definition der hinterlegten Gesetze und Konstanten, wodurch die Extrapolierbarkeit des Modells außerhalb der experimentell validierten Bereiche verbessert wird.

Die Hauptfunktion einer Labyrinthdichtung liegt in der Minimierung bzw. Regulierung des

Leckagestroms, weshalb bei einer zukünftigen Optimierung der Anstreifbeläge und Dichtspitzengeometrien auch die Auswirkungen auf das Durchflussverhalten der Labyrinthdichtung berücksichtigt werden müssen. Großes Verbesserungspotential besteht durch die Nachrüstung bestehender Turbomaschinen mit verbesserten Einlaufbelägen. Die Verbesserung des Anstreifverhaltens darf sich jedoch nicht allein auf die Entwicklung effizienterer Dichtsysteme stützen. Auch die Steifigkeit der Maschine, die Rundheit des Gehäuses und die Rotordynamik müssen entsprechend optimiert werden.

---

## Literaturverzeichnis

- [1] Abdel-Aal, H.A., Smith, S.T.: "On friction-induced temperatures of rubbing metallic pairs with temperature-dependent thermal properties", *Wear*, 216(1), 41-59, 1998
- [2] Abdel-Aal, H.A.: "A remark on the flash temperature theory", *International communications in heat and mass transfer*", 24(2), 241-250, 1997
- [3] Abdel-Aal, H.A.: "Efficiency of thermal energy dissipation in dry rubbing", *Wear*, 255(1), 348-364, 2003
- [4] Andersen, O., Stephani, G., Meyer-Olbersleben, F., Neumann, P.: „Properties of Highly Porous Metal Fiber Components for High Temperature Applications“, *Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials*, 3, 13-87, 1998
- [5] Andersen, O., Waag, U., Schneider, L., Stephani, G., Kieback, B.: „Novel metallic hollow sphere structures“, *Advanced Engineering Materials*, 2(4), 192-195, 2000
- [6] Archard, J.F., Hirst, W.: "The wear of metals under unlubricated conditions", *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences* 236.1206, 397-410, 1956
- [7] Archard, J.F.: "The temperature of rubbing surfaces", *Wear*, 2(6), 438-455, 1959
- [8] Aslan-zada, F.E., Mammadov, V.A., Dohnal, F.: „Brush seals and labyrinth seals in gas turbine applications“, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 216-230, 2013
- [9] Baiz, S., Fabis, J., Boidin, X., Desplanques, Y.: "Experimental investigation of the blade/seal interaction", *Journal of Engineering Tribology*, 2013
- [10] Barber, J.R.: "Thermoelastic instabilities in the sliding of conforming solids", *The Royal Society of London*, Vol. 312, No. 1510, 381-394, 1969
- [11] Barber, J.R., Ciavarella, M.: "Contact mechanics", *International Journal of solids and structures*, 37(1), 29-43, 2000
- [12] Batailly, A., Legrand, M., Pierre, C.: "Influence of Abradable Coating Wear Mechanical Properties on Rotor Stator Interaction", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, Vancouver, ASME-Paper GT2011-45189*, 2011
- [13] Batailly, A., Cuny, M., Legrand, M., Philippon, S.: "Numerical-Experimental Confrontation in the Simulation of Tool/Abradable Material Interaction", *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135(6), 2013
- [14] Békési, N., Váradi, K.: "Wear simulation of a reciprocating seal by global remeshing", *Periodica Polytechnica Mechanical Engineering*, 54(2), 71-75, 2012
- [15] Bill, R.C., Shiembob, L.T.: "Friction and wear of sintered fibermetal abradable seal materials", *Journal of Tribology*, 99(4), 421-427, 1977
- [16] Bill, R.C., Ludwig, L.: "Wear of Seal Materials Used in Aircraft Propulsion Systems", *Wear*, 59, 165-189, 1980

- [17] Blau, P.J.: "Friction science and technology: from concepts to applications", CRC Press, ISBN 978-1-4200-5404-0, 2009
- [18] Borel, M.A, Nicoll, A.R., Schläpfer, H.W, Schmid, R.K.: „The Wear Mechanisms Occurring in Abradable Seals in Gas Turbines“, Surface and Coatings Technology, 39/40 (1989), 117-128, 1989
- [19] Bounazef, M., Guessasma, S.: "Blade protection and efficiency preservation of a turbine by a sacrificial material coating", Advanced Powder Technology, 18(2), 123-133, 2007
- [20] Bounazef, M., Djeflal, A., Serier, M.: "Optimisation by behavior modelling of a protective porous material", Computational Materials Science, 44(3), 921-928, 2009
- [21] Bowden, F.P., Tabor, D.: "The friction and lubrication of solids", Oxford classic texts, Clarendon Pr., ISBN 978-0-19-850777-2, 2008
- [22] Buckl, F., Daeubler, M.A., Bamberg, J., Schweitzer, K.K., Hertter, M., Eichner, J.: „Fortschrittliche Dichtsysteme in Flugtriebwerken – Eine interdisziplinäre Herausforderung“, MTU Aero Engines GmbH, München, 2002
- [23] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie, letzter Zugriff am 06.10.2015: <http://www.bmwi.de/DE/Themen/Energie/Energiewende/gesamtstrategie.html>
- [24] Burton, R.A., Nerlikar, V., Kilaparti, S.R.: "Thermoelastic instability in a seal-like configuration, Wear, 24(2), 177-188, 1973
- [25] Chappel, D., Vo, L., Howe, H.: "Gas Path Blade Tip Seals: Abradable Seal Material Testing at Utility Gas and Steam Turbine Operating Conditions", Proceedings of ASME Turbo Expo 2001, New Orleans, ASME-Paper GT2001-0583, 2001
- [26] Chupp, R.E., Ghasripor, F., Turnquist, N.A., Demiroglu, M., Aksit, M.F.: "Advanced seals for industrial turbine applications: dynamic seal development", Journal of Propulsion and Power, 1260-1266, 2002
- [27] Chupp, R.E., Lau, Y.C., Ghasripor, F., Baldwin, D.J., McGovern, T., Berkeley, D.: "Development of higher temperature abradable seals for gas turbine applications", Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, ASME-Paper GT2004-53029, 2004
- [28] Chupp, R.E., Hendricks, R., Lattime, S., Steinetz, B.: „Sealing in Turbomachinery“, Journal of Propulsion and Power Vol.22 No. 2, March-April, 2006
- [29] Courbon, C., Mabrouki, T., Rech, J., Mazuyer, D., D'Eramo, E.: "On the existence of a thermal contact resistance at the tool-chip interface in dry cutting of AISI 1045: formation mechanisms and influence on the cutting process", Applied Thermal Engineering, 50(1), 1311-1325, 2013
- [30] Cuny, M.: "Contribution à la Caractérisation Locale des Couples de Matériaux mis en jeu lors du Contact Rotor/Stator dans une Turbomachine", Dissertation, Université de Lorraine, 2012
- [31] Cuny, M., Philippon, S., Chevrier, P., Garcin, F.: "Experimental measurement of dynamic forces generated during short-duration contacts: application to blade-casing interactions in aircraft engines", Experimental Mechanics, 54(2), 101-114, 2014

- 
- [32] Czichos, H., Molgaard, J.: "Towards a general theory of tribological systems", *Wear* 44(2), 247-264, 1977
- [33] Czichos, H., Habig, K.H.: "Tribologie-Handbuch: Tribometrie, Tribomaterialien, Tribotechnik", Vieweg + Teubner Verlag, ISBN 978-3-8348-0017-6, 2010
- [34] Dadouche, A., Conlon, M.J., Dmochowski, W., Liko, B., Bedard, J.P.: "Experimental evaluation of abradable seal performance at high temperature", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, ASME-Paper GT2008-51228, 2008
- [35] Daubner, A., Haas, W.: "Simulation der Temperatur im und am Reibkontakt", *Computational Fluid Dynamics*, 62-71, 2009
- [36] Davenport, J.R., Mendez-Garcia, L., Purkayastha, S., Hancock, M.E., Stearn, R.J., Clegg, W.J.: "Material needs for turbine sealing at high temperature", *Materials Science and Technology*, 30(15), 1877-1883, 2014
- [37] Davis, A.W., Dawson, A., Bunn, L., Bonaldo, A., Hill, M., Favaretto, C.F., Backhouse, R.: "Cooling of a Honeycomb Shroud Seal in Order to Reduce Oxidation", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, ASME-Paper GT2013-95061, 2013
- [38] Debler, C.: "Bestimmung und Vorhersage des Verschleißes für die Auslegung von Dichtungen", *Dissertation, Universität Hannover*, 2005
- [39] Delebarre, V., Wagner, D., Paris, J.Y., Dessein, G., Denape, J., Gurt-Santanach, J.: „An experimental study of the high-speed interaction between a labyrinth seal and an abradable coating in a turbine-engine application”, *Wear* 316 (1), 109-118, 2014
- [40] Delgado, I.R., Proctor, M.P.: "A review of engine seal performance and requirements for current and future army engine platforms", *NASA / TM – 2008-215161*, 2008
- [41] DeMasi-Marcin, J.T., Gupta, D.K.: "Protective coatings in the gas turbine engine", *Surface and Coatings Technology*, 68, 1-9, 1994
- [42] Demiroglu, M., Tichy, J.A.: "An investigation of heat generation characteristics of brush seals", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007*, ASME-Paper GT2007-28043, 2007
- [43] Denape, J., Laraqi, N.: "Aspect thermique du frottement: mise en evidence expérimentale et éléments de modélisation", *Mécanique & industries*, 1(6), 563-579, 2000
- [44] Denecke, J.: "Rotierende Labyrinthdichtungen mit Honigwabenanstreifbelägen – Untersuchung der Wechselwirkung von Durchflussverhalten, Drallverlauf und Totaltemperaturänderung", *Dissertation Universität Karlsruhe*, ISBN 978-3-8325-1850-9, 2007
- [45] Deutscher Bundestag, Web- und Textarchiv 2011, letzter Zugriff am 06.10.2015: [http://www.bundestag.de/dokumente/textarchiv/2011/34915890\\_kw26\\_angenommen\\_abgelehnt/205788](http://www.bundestag.de/dokumente/textarchiv/2011/34915890_kw26_angenommen_abgelehnt/205788)

- [46] Deutscher Bundestag, Archiv: „Der Weg zur Energie der Zukunft – sicher, bezahlbar und umweltfreundlich“, 2011, letzter Zugriff am 06.10.2015: <http://web.archive.org/web/20111116042621/http://www.bundesregierung.de/Content/DE/Anlagen/2011/06/2011-06-06-energiekonzept-eckpunkte.property=publicationFile.pdf>
- [47] Dinc, S., Demiroglu, M., Turnquist, N., Mortzheim, J., Goetze, G., Maupin, J., Florin, M.: „Fundamental design issues of brush seals for industrial applications“, Transactions of the ASME, Vol. 124, 2002
- [48] Dogu, Y, Aksit, M.F.: “Brush seal temperature distribution analysis”, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 128(3), 599-609, 2006
- [49] Dolan, F., X., Kennedy, F.E., Schulson, E.M.: “An experimental investigation of rubbing interaction in labyrinth seals at cryogenic temperature”, Wear, 102(1), 51-66, 1985
- [50] Dorfman, M., Erning, U., Mallon, J.: “Gas turbines use abradable coatings for clearance-control seals”, Sealing Technology, 7-8, 2002
- [51] Dow, T.A., Stockwell, R.D.: “Experimental verification of thermoelastic instabilities in sliding contact”, Journal of Tribology, 99(3), 359-364, 1977
- [52] Dowson, P., Walker, M.S., Watson, A.P.: “Development of abradable and rub-tolerant seal materials for application in centrifugal compressors and steam turbines”, Sealing Technology, 5-10, 2004
- [53] Emery, A.F., Wolak, J., Etemad, S., Choi, S.R.: “An Experimental Investigation of Temperatures Due to Rubbing at the Blade-Seal Interface in an Aircraft Compressor”, Wear 91, 117-130, 1983
- [54] EN 1993-1-2: “Eurocode 3 – Design of steel structures: Part 1.2: General rules – Structural fire design”, CEN, 2005
- [55] EN 1993-1-4: “Eurocode 3 – Design of steel structures: Part 1-4: General rules – Supplementary rules for stainless steels”, CEN, 2006
- [56] Euro Inox/SCI: “Design Manual for structural stainless steel”, Third Edition Building Series, Volume 3, Euro Inox and the Steel Construction Institute, 2006
- [57] Faghri, A., Zhang, Y., Howell, J.R.: “Advanced Heat and Mass Transfer”, Global Digital Press, Columbia, MO, 2010
- [58] Faraoun, H.I., Seichepine, J.L., Coddet, C., Aourag, H., Zwick, J., Hopkins, N., Hopkins, N., Sporer, D., Hertter, M.: “Modelling route for abradable coatings”, Surface & Coatings Technology 200, 6578-6582, 2006
- [59] Fischer, F.D., Werner, E.A.: “Temperature and stress fields due to contact with friction, surface heat treatment, welding and cutting”, Surface modification & processing: physical & chemical tribological methodologies, 1-16, Marcel Dekker Inc., 2004

- 
- [60] Fischer, F.D., Kremaszky, C., Ocenasek, J., Werner, E.: "A Novel Approach to Model Moving Heat Sources", *Journal of ASTM International*, Vol. 6, No. 1, Paper ID JAI101815, 2009
- [61] Flitney, B.: „Features review, a look back at the last year.“, *Sealing Technology*, 7-10, 2009
- [62] Fois, N., Stringer, J., Marshall, M.B.: "Adhesive transfer in aero-engine abradable linings contact", *Journal of Wear* 304, 202-210, 2013
- [63] Fois, N., Watson, M., Stringer, J., Marshall, M.B.: "An investigation of the relationship between wear and contact force for abradable materials", *Journal of Engineering Tribology*, 2014
- [64] Frölich, D., Magyar, B., Sauer, B.: „A comprehensive model of wear, friction and contact temperature in radial shaft seals“, *Wear*, 311(1), 71-80, 2014
- [65] Gardner, L., Insausti, A., Ng, L.T., Ashraf, M.: "Elevated temperature material properties of stainless steel alloys", *Journal of Constructional Steel Research* 66.5, 634-647, 2010
- [66] Ghasripor, F., Turnquist, N., Kowalczyk, M., Couture, B.: "Latest Developments in Wear Prediction of Strip Seals Through Conductance", 40<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2004
- [67] Ghasripor, F.: "Wear Prediction of Strip Seals Through Conductance", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, GT2004-43297, 2004
- [68] Gross, D., Werner, H., Wriggers, P.: "Technische Mechanik 4 – Hydromechanik, Elemente der Höheren Mechanik, Numerische Methoden", Springer, ISBN 978-3-642-40999-8, 2014
- [69] Günster, P.: "CFD-basierte Entwicklung neuartiger Einlaufbeläge für Labyrinthdichtungen mit verbesserten Anstreif- und Durchflusseigenschaften", Masterarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie, 2015
- [70] Hajmrle, K., Fiala, P., Chilkowich, A.P., Shiembob, L.T.: "Abradable Seals for Gas Turbines and Other Rotary Equipment", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, ASME-Paper GT2004-53865, 2004
- [71] Hale, C.S.: "Consideration of wear rates at high velocity", Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 2010
- [72] Hamraoui, M., Osman, T. Boucheffa, A., Rashidi, M.M.: "Analytical modelling of the three-dimensional steady-state temperature in a bearing ring", *Mécanique & Industries*, 12(01), 1-4, 2011
- [73] Hamraoui, M., Chbiki, M., Laraqi, N., Roseiro, L.: "Analytical study of the temperature distribution in solids subjected to nonuniform moving heat sources", *Thermal Science*, 12(3), 687-694, 2013
- [74] Hegadekatte, V., Hilgert, J., Kraft, O., Huber, N.: „Multi time scale simulations for wear prediction in micro-gears“, *Wear*, 268(1), 316-324, 2010

- [75] Hendricks, R.C., Steinetz, B.M., Braun, M.J.: "Turbomachine Sealing and Secondary Flows", NASA / TM – 2004-211991, 2004
- [76] Hendricks, R.C., Chupp, R.E., Lattime, S.B., Steinetz, B.M.: "Turbomachine Interface Sealing", International Conference on Materials Coatings Thin Films, ICMCTF 2005, 2005
- [77] Hendricks, R.C., Dimofte, F., Chupp, R.E., Steinetz, B.M.: "Interfaces – weak Links, Yet Great Opportunities", NASA / TM 2011-214041, 2011
- [78] Herrmann, N., Dullenkopf, K., Bauer, H.-J.: "Flexible Seal Strip Design for Advanced Labyrinth Seals in Turbines", Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, GT2013-95424, 2013
- [79] Hertz, A.K.: "On the contact of elastic solids", J. reine angew. Math 92 (156-171), 110, 1881
- [80] Hornbogen, E., Eggeler, G., Werner, E.: "Werkstoffe - Aufbau und Eigenschaften von Keramik-, Metall-, Polymer- und Verbundwerkstoffen", Springer, ISBN 978-3-642-22560-4, 2012
- [81] Hu, W., Li, S., Li, S., Sun, X., Guan, H.: "Determination of dynamic mechanical properties of metals from single pendulum scratch tests", Tribology international, 32(3), 153-160, 1999
- [82] International Air Transport Association: "Annual Review 2014", 70th Annual General Meeting, Doha, 2014
- [83] International Energy Agency: „World Energy Outlook 2014, ISBN 978-92-64-20804-9, 2014
- [84] Irissou, E., Dadouche, A., Lima, R.S.: "Tribological Characterization of Plasma-Sprayed CoNiCrAlY-BN Abradable Coatings", Journal of Thermal Spray Technology, 23(1-2), 252-261, 2014
- [85] Jacquet-Richardet, G., Torkhani, M., Cartraud, P., Thouverez, F., Baranger, T.N., Herran, M., Gibert, C., Baguet, S., Almeida, P., Peletan, L.: "Rotor to stator contacts in turbomachines – review and application", Mechanical Systems and Signal Processing 40 (2) (2013) 401-420, 2013
- [86] Johnson, K.L.: "Contact mechanics and the wear of metals", Wear, 190(2), 162-170, 1995
- [87] Kang, Y.S., Sadeghi, F.: „Numerical analysis of temperature distribution at the lip seal-shaft interface“, Journal of Tribology, 119(1), 273-278, 1997
- [88] Kato, K.: "Classification of wear mechanisms/models in wear", Materials Mechanisms and practices, Tribology in Practice Series, John Wiley and Sons, 2005
- [89] Kennedy, F.E.: "A thermal, thermoelastic and wear simulation of a high-energy sliding contact problem", Journal of Tribology, 96(3), 497-505, 1974
- [90] Kennedy, F.E.: "Thermomechanical phenomena in high speed rubbing", Wear, 59(1), 149-163, 1980



- 
- [91] Kennedy, F.E.: "Surface temperatures in sliding systems – a finite element analysis", *Journal of Tribology*, 103(1), 90-96, 1981
- [92] Kennedy, F.E.: "Single pass rub phenomena – analysis and experiment", *Journal of Tribology*, 104(4), 582-588, 1982
- [93] Kennedy, F.E.: "Thermal and thermomechanical effects in dry sliding", *Wear* 100(1), 453-476, 1984
- [94] Kennedy, F.E.: "Frictional heating and contact temperatures", *Modern tribology handbook 1*, 235-259, 2001
- [95] Kloss, H., Wäsche, R.: "Analytical approach for wear prediction of metallic and ceramic materials in tribological applications", *Wear*, 266(3), 476-481, 2009
- [96] Kragelski, I.V., Dobyczin, K.V.S.: "Grundlagen der Berechnung von Reibung und Verschleiss", Hanser, ISBN 3-446-13619-3, 1983
- [97] Lambert, M.A., Fletcher, L.S.: „Review of models for thermal contact conductance of metals“, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 11(2), 129-140, 1997
- [98] Lattime, S., Steinetz, B.: "Turbine engine clearance control systems: current practices and future directions", National Aeronautics and Space Administration, Glenn Research Center, 2002
- [99] Laverty, W.F.: "Rub Energetics of Compressor Blade Tip Seals", *Wear* 75, 1-20, 1982
- [100] Lee, C., Lin, C., Jian, R., Wen, C.: „Simulation and experimentation on the contact width and pressure distribution of lip seals“, *Tribology International*, 39(9), 915-920, 2006
- [101] Legrand, M., Pierre, C.: "Numerical Investigation of Abradable Coating Wear Through Plastic Constitutive Law: Application to Aircraft Engines", ASME 2009 International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering Conference, San Diego, ASME Paper No DETC2009-87669, 2009
- [102] Legrand, M., Batailly, A., Magnain, B., Cartraud, P., Piere, C.: "Full three-dimensional investigation of structural contact interactions in turbomachines", *Journal of Sound and Vibration*, 331(11), 2578-2601, 2012
- [103] Liang, Y.N., Li, S.Z., Li, S.: „Evaluation of abrasability of porous seal materials in a single-pendulum scratch device“, *Wear*, 177(2), 167-173, 1994
- [104] Liu, G., Wang, Q., Lin, C.: „A survey of current models for simulating the contact between rough surfaces“, *Tribology Transactions*, 42(3), 581-591, 1999
- [105] Ludwig, L.P., Bill, R.C.: "Gas path sealing in turbine engines", *Asle Transactions*, 1-22, 1980
- [106] Ma, X., Matthews, A.: "Evaluation of abradable seal coating mechanical properties", *Wear*, 267(9), 1501-1510, 2009
- [107] Mandard, R., Witz, J.F., Boidin, X., Fabis, J., Desplanques, Y., Meriaux, J.: "Interacting Force Estimation During Blade/Seal Rubs", *Tribology International*, 2014

- [108] Marscher, W.D.: "A Phenomenological Model of Abradable Wear in High Performance Turbomachinery", *Wear*, 59, 191 – 211, 1980
- [109] Marscher, W.D.: "Thermal vs. Mechanical Effects in High Speed Sliding", *Wear*, 79, 129-143, 1982
- [110] Marscher, W.D.: "A critical evaluation of the flash-temperature concept", *Asle Transactions*, 25(2), 157-174, 1982
- [111] Mesnyankin, S.Y., Vikulov, A.G., Vikulov, D.G.: "Solid-solid thermal contact problems: current understanding", *Physics-Uspekhi*, 52(9), 891, 2009
- [112] Mikut, R.: "Data Mining in der Medizin und Medizintechnik", Dissertation, Institut für Angewandte Informatik / Automatisierungstechnik, Universität Karlsruhe, 2008
- [113] Millecamps, A., Brunel, J.F., Dufrénoy, P., Garcin, F., Nucci, M.: "Influence of Thermal Effects During Blade-Casing Contact Experiments", *Proceedings of the ASME International Design Engineering Technical Conference*, vol. 1, 855-862, ASME Paper No. DETC2009-86842, 2010
- [114] Molinari, A., Estring, Y., Mercier, S.: "Dependence of the coefficient of friction on the sliding conditions in the high velocity range", *Journal of Tribology*, 121(1), 35-41, 1999
- [115] Novinski, E.R.: "The design of thermal sprayed abradable seal coatings for gas turbine engines, Proceeding of the 4<sup>th</sup> national thermal spray conference, Pittsburgh (PA), 1991
- [116] Ochs, M., Schulz, A., Bauer, H.J.: "High dynamic range infrared thermography by pixelwise radiometric self-calibration", *Infrared Physics & Technology* 53, 112-119, 2010
- [117] Öchsner, A., Augustin, C.: "Multifunctional Metallic Hollow Sphere Structures", *Engineering Materials*, 1, 2009
- [118] Owen, A.K., Jones, T.V., Guo, S.M., Hogg, S.: "An experimental and theoretical study of brush seal and shaft thermal interaction", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, ASME-Paper GT2003-38276, 2003
- [119] Padova, C., Barton, J., Dunn, M.G., Manwaring, S.: "Experimental results from controlled blade tip/shroud rubs at engine speed", *Journal of Turbomachinery*, 129(4), 713-723, 2007
- [120] Padova, C., Dunn, M., Barton, J., Turner, K., Turner, A., DiTommaso, D.: "Casing treatment and blade-tip configuration effects on controlled gas turbine blade-tip/shroud rubs at engine conditions, *Journal of Turbomachinery* 133 (2011), 713-723, 2011
- [121] Padova, C., Dunn, M., Barton, J., Turner, K., Steen, T.: "Controlled Fan Blade Tip/Shroud Rubs at Engine Conditions", *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, Vancouver, ASME-Paper GT2011-45223, 2011

- 
- [122] Peyraut, F., Seichepine, J.L., Coddet, C., Hertter, M.: „Finite-element modeling of abradable materials – Identification of plastic parameters and issues on minimum hardness against coating’s thickness“, *Int. J. Simul. Multidisci. Des. Optim.* 2, 209-215, 2008
- [123] Pfefferle, D., Dullenkopf, K., Bauer, H.J.: “Design and validation of a new test rig for brush seal testing under engine relevant conditions”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, ASME-Paper GT2011-45107, 2011
- [124] Pfefferle, D.: “Untersuchung des Wärmeeintrags und der Reibleistung anstreifender Bürstendichtungen”, *Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, voraussichtlich 2016*
- [125] Philippon, S., Sutter, G., Molinari, A.: „An experimental study of friction at high sliding velocities“, *Wear*, 257(7), 777-784, 2004
- [126] Plath, S., Meyer, S., Wollesen, V.M.: „Friction torque of a rotary shaft lip type seal – a comparison between test results and finite element simulation“, *Mechanika*, 4(54), 55-59, 2005
- [127] Podra, P., Andersson, S.: „Simulating sliding wear with finite element method“, *Tribology International*, 32(2), 71-81, 1999
- [128] Pogacnik, A., Kalin, M.: “How to determine the number of asperity peaks, their radii and their heights for engineering surfaces: A critical appraisal”, *Wear*, 300(1), 143-154, 2013
- [129] Potter D.J., Chai, Y.W., Tatlock, G.J.: “Improvements in honeycomb abradable seals”, *Materials at High Temperatures*, 26(2), 127-135, 2009
- [130] Pychynski, T.: “Anwendung von Data Mining Methoden zur Analyse von Turbomaschinenkomponenten am Beispiel des Durchflussverhaltens von Labyrinthdichtungen“, *Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe*, 2009
- [131] Pychynski, T., Dullenkopf, K., Bauer, H.-J.: „Theoretical Study on the Origin of Radial Cracks in the Fins of Labyrinth Seals“, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, ASME-Paper GT2013-94834, 2013
- [132] Pychynski, T., Höfler, C., Bauer, H.-J.: „Experimental Study on the Friction Contact Between a Labyrinth Seal Fin and a Honeycomb Stator“, *J. Eng. Gas Turbines Power*. 2015, GTP-15-1382, 2015
- [133] Rajendran, R.: “Gas turbine coatings – An overview”, *Engineering Failure Analysis*, 26, 355-369, 2012
- [134] Rathmann, U., Olmes, S., Simeon, A.: “Sealing Technology – Rub Test Rig for Abrasive/Abadable Systems”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007*, ASME-Paper GT2007-27724, 2007
- [135] Rolls-Royce plc: “The Jet Engine”, *Renault Printing Co Ltd*, 5. Auflage, ISBN 0902121235, 1986

- [136] Rossmann, A.: „Die Sicherheit von Turbo-Flugtriebwerken“, Band 2; Turbo Consult, 2000
- [137] Schramm, V., Willenborg, K., Kim, S., Wittig, S.: „Influence of a honeycomb facing on the flow through a stepped labyrinth seal“, *Journal of engineering for gas turbines and power*, 124(1), 140-146, 2002
- [138] Schwerzel, M.: „Experimentelle Untersuchung des Durchflussverhaltens von divergenten Stufenlabyrinthdichtungen mit statistischer Versuchsplanung“, Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie, 2013
- [139] Seichepine, J.L., Faraoun, H.I., Peyraut, F., Chandler, P., Coddet, C., Sporer, D., Hertter, M., Sellars, C.: „Numerical Simulation of the Thermo-Mechanical Behaviour of Thermally Sprayed Abradable Coatings“, *International Thermal Spray Conference (ITSC)*, Maastricht, Nederland, 2008.
- [140] Simms, N.J., Norton, J.F., Encinas-Oropesa, A., McColvin, G.M.: „An evaluation of the performance of candidate gas turbine abradable seal materials exposed to a high temperature combustion atmosphere“, *Materials Science Forum*, 875-882, 2004
- [141] Simms, N.J., Norton, J.F., McColvin, G.: „Performance of candidate gas turbine abradable seal materials in high temperature combustion atmospheres“, *Materials and Corrosion*, 56(11), 765-777, 2005
- [142] Sikorski, S., Kraus, M., Mueller, C.: „Metal Injection Molding for Superalloy Jet Engine Components“, MTU Aero Engines GmbH München, 2006
- [143] Smarsly, W., Zheng, N., Vivo, E., Tuffs, M., Schreiber, K., Defer, B., Langlade-Bomba, C., Anderson, O., Goehler, H., Simms, N., McColvin, G.: „Advanced High Temperature Turbine Seals Materials and Designs“, *Materials Science Forum Vol. 492*, 21-26, 2005
- [144] Söhngen, J.: „Wärmestromverteilung beim Anstreifen von Turbinenschaufeln und deren Einfluß auf das Verschleißverhalten hochtemperaturbeständiger Dichtungssysteme für Fluggasturbinen“, Dissertation, Universität Darmstadt, 1987
- [145] Söhngen, J.: „A New Analytical Model for Interpreting the Wear Mechanisms of Abradable Seal Systems and Verification by Testing“, *Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, June 4-8, Toronto, Ontario, Canada, 1989
- [146] Sporer, D.R., Reinkensmeier, I.: „High Vacuum Brazing of Fe-Cr-Al-Y Honeycomb“, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, ASME-Paper GT2004-53407, 2004
- [147] Sporer, D., Shiembob, L.: „Alloy selection for gas path seal systems“, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, ASME-Paper GT2004-53115, 2004
- [148] Sporer, D., Wilson, S., Giovannetti, I., Refke, A., Giannozzi, M.: „On the potential of metal and ceramic based abradables in turbine seal applications“, *Proceedings of the thirty-sixth turbomachinery symposium*, 11-13, 2007
- [149] Sporer, D., Refke, A., Dratwinski, M., Dorfman, M., Metco, S., Giovannetti, I., Bigi, M.: „New high-temperature seal system for increased efficiency of gas turbines“, *Sealing technology*, 9-11, 2008

- 
- [150] Sporer, D., Fortuna, D.: „Braze Materials for Brazing Seal Honeycomb: Trends, Challenges and a Market Outlook”, *Brazing and Soldering* (2012), IBSC Proceedings of 5<sup>th</sup> International Conference, 51, ASM International, 2012
- [151] Steinetz, B.M., Hendricks, R.C.: “Engine seal technology requirements to meet NASA’s advanced subsonic technology program goals”, *Journal of propulsion and power*, 786-793, 1996
- [152] Steinetz, B.M., Hendricks, R.C., and Munson, J.: „Advanced Seal Technology Role in Meeting Next Generation Turbine Engine Goals”, AVT-PPS Paper No. 11, 1998
- [153] Steinetz, B.M.: „Seal Technology”, in *Mechanical Engineers’ Handbook: Materials and Mechanical Design*, Volume 1, Third Edition, John Wiley & Sons, Inc, 2006
- [154] Steinke, T., Mauer, G., Vaßen, R., Stöver, D., Roth-Fagaraseanu, D., Hancock, M.: „Process design and monitoring for plasma sprayed abradable coatings“, *Journal of thermal spray technology*, 19(4), 756-764, 2010
- [155] Stringer, J., Marshall, M.B.: “High Speed Wear Testing of an Abradable Coating”, *Journal of Wear* 294-295 (2012), 257-263, 2012
- [156] Sutter, G., Philippon, S., Garcin, F.: “Dynamic analysis of the interaction between an abradable material and a titanium alloy”, *Wear*, 261(5), 686-692, 2006
- [157] Sutter, G., Ranc, N.: “Flash Temperature Measurement During dry Friction Process at High Sliding Speed”, *Wear* 268 (2010), 1237-1242, 2010
- [158] Sutter, G., List, G., Arnoux, J.J., Rusinek, A.: “Finite element simulation for analysing experimental friction tests under severe conditions”, *Finite Elements in Analysis and Design*, 85, 50-58, 2014
- [159] Taylor, T.A., Thompson, B.W., Aton, W.: “High-speed rub wear mechanism in IN-718 vs. NiCrAl-Bentonite“, *Surface and Coatings Technology* 2002 (4), 698-703, 2007
- [160] Temizer, I., Wriggers, P.: “Thermal contact conductance characterization via computational contact homogenization: a finite deformation theory framework”, *International journal for numerical methods in engineering*, 83(1), 27-58, 2010
- [161] Turner, K.E., Dunn, M., Padova, C.: „Airfoil deflection characteristics during rub events“, *Journal of Turbomachinery*, 134(1), 2012
- [162] Uetz, H., Föhl, J.: “Wear as an energy transformation process”, *Wear*, 29(2), 254-264, 1978
- [163] Wadley, H.N., Fleck, N.A., Evans, A.G.: “Fabrication and structural performance of periodic cellular metal sandwich structures”, *Composites Science and Technology*, 63(16), 2331-2343, 2003
- [164] Wang, H.: “Criteria for analysis of abradable coatings”, *Surface and Coatings Technology* 79, 71-75, 1996
- [165] Wang, A., Zhao, J.: “Review of prediction for thermal contact resistance”, *Science China Technological Sciences*, 53(7), 1798-1808, 2010

- [166] Weinberger, T., Dullenkopf, K., Bauer, H.-J.: „Numerical Approach to Study the Influence of Honeycomb Facings on the Temperature Distribution of Labyrinth Seals“, International Symposium on Rotating Machinery, Hawaii, US, 2010
- [167] Weinberger, T., Dullenkopf, K., Bauer, H.-J.: „Influence of Honeycomb Facings on the Temperature Distribution of Labyrinth Seals“, Proceedings of ASME Turbo Expo 2010, ASME-Paper GT2010-22069, 2010
- [168] Weinberger, T.: “Einfluss geometrischer Labyrinth- und Honigwabenparameter auf das Durchfluss- und Wärmeübergangsverhalten von Labyrinthdichtungen. Experiment, Numerik und Data Mining”, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, ISBN 978-3-8325-3764-7, 2012
- [169] Weiß, M.P.: “Erarbeitung von 2D-Strategien zur numerischen Simulation der thermischen Zusammenhänge beim Anstreifen von Labyrinthdichtungen“, Bachelorarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie, 2013
- [170] Werner, E., Fillafer, A., Pichler, A.: „Stahl – ein Leichtbauwerkstoff mit Zukunft“, In Proc. 7. Ranshofener Leichtmetalltage, Energieeffiziente Mobilität: Chancen der Werkstoff- und Prozesstechnologie, 146-160, LKR-Verlag, Ranshofen, 2012
- [171] Williams, R.J.: “Simulation of Blade Casing Interaction Phenomena in Gas Turbines Resulting From Heavy Tip Rubs Using an Implicit Time Marching Method, Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, Vancouver, ASME-Paper GT2011-45495, 2011
- [172] Wilson, S.: “Ensuring Tight Seals”, Sulzer Technical Review, 89(2), 23-25, 2007
- [173] Wriggers, P.: “Finite element algorithms for contact problems”, Archives of Computational Methods in Engineering, 2(4), 1-49, 1995
- [174] Xue, W.H., Gao, S.Y., Duan, D.L., Liu, Y., Li, S.: “Material transfer behaviour between a Ti6Al4V blade and an aluminium hexagonal boron nitride abrasible coating during high-speed rubbing”, Wear, 322, 76-90, 2015
- [175] Xin, L., Gaoliang, P., Zhe, L.: „Prediction of seal wear with thermal-structural coupled finite element method“, Finite Elements in Analysis and Design, 83, 10-21, 2014
- [176] Zenk, M.: “Erweiterung und Automatisierung eines Finite-Elemente-Modells zur Untersuchung von Anstreifvorgängen in Labyrinthdichtungen”, Masterarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Karlsruher Institut für Technologie, 2015
- [177] Zheng, N.X., Däubler, M.A., Schweitzer, K.K., Hensle, W., Schlegel, H.: „Development of air seal systems for modern jet engines“, MTU Aero Engines GmbH, 2005
- [178] Zmitrowicz, A.: “Wear patterns and laws of wear – a review”, Journal of theoretical and applied mechanics, 44(2), 219-253, 2006

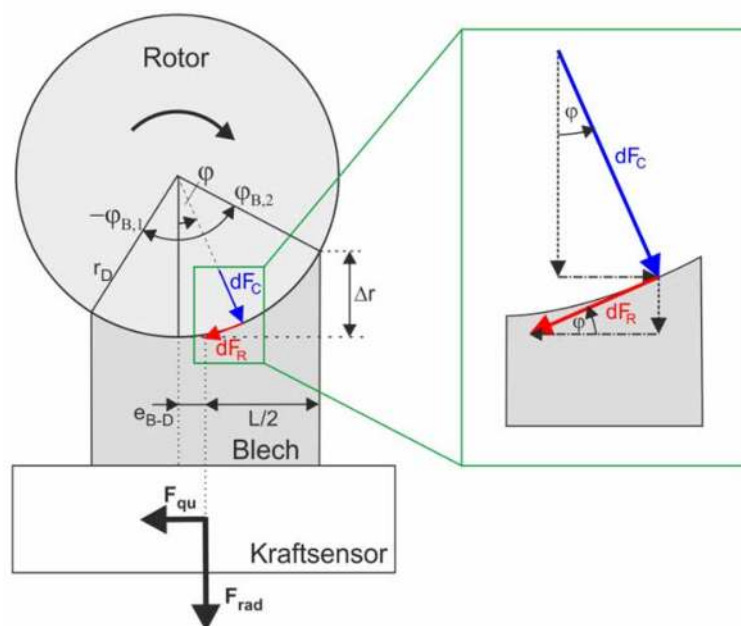
## 8 Anhang

### 8.1 Geometrischer Messfehler der Kontakt- & Reibkräfte

Auf Grund der Krümmung der Kontaktfläche werden durch die Messung der resultierenden Kräfte über den Kraftsensor in allen drei Raumrichtungen (radial, quer und axial) nicht exakt die resultierenden Kontakt- und Reibkräfte gemessen. Mit Hilfe der nicht maßstabsgetreuen Skizze in Abbildung 57 und den nachfolgenden Überlegungen lässt sich der aus den geometrischen Verhältnissen entstehende relative Fehler abschätzen. Das Metallblech mit einer Länge  $L$  in Querrichtung ist gegenüber der Dichtspitze mit Radius  $r_D$  mit einem exzentrischen Versatz  $e_{B-D}$  positioniert. Die Größe  $\varphi_B$  des in Kontakt stehenden Umfangssegments ergibt sich zu:

$$\varphi_B = \varphi_{B,1} + \varphi_{B,2} \quad (128)$$

Die global aus dem Reibkontakt resultierenden Kräfte in Radialrichtung ( $F_{rad}$ ) und quer dazu ( $F_{qu}$ ) werden über einen Kraftsensor erfasst. Für die folgenden Überlegungen wird angenommen, dass Dichtspitze und Metallblech über die gesamte Blechlänge  $L$  in Kontakt stehen.



**Abbildung 57:** Schematische Darstellung der Positionierung zwischen Metallblech und Dichtspitze sowie der Kräfteverhältnisse am Metallblech (nicht maßstabsgetreu)

Die relative Abweichung zwischen der gekrümmten tatsächlichen Kontaktfläche  $A_C$  und der Querschnittsfläche  $A_B$  des Metallblechs der Dicke  $B$  ergibt sich zu:

$$\epsilon_A = 1 - \frac{A_B}{A_C} = 1 - \frac{B \cdot L}{(\varphi_{B,1} + \varphi_{B,2}) \cdot r_D \cdot B} \quad (129)$$

In einer infinitesimal kleinen Kontaktfläche  $dA_C$  wirken sowohl eine Kontaktkraft  $dF_C$  normal zur Kontaktfläche als auch eine Reibkraft  $dF_R$  tangential zur Reibfläche (vgl. Abbildung 57). Gemäß dem Neigungswinkel  $\varphi$  der Flächennormalen gegenüber der Vertikalen lassen sich die lokal wirkenden Kräfte in eine Radialkomponente  $dF_{rad}$  und in eine Querkraftkomponente  $dF_{qu}$  zerlegen:

$$dF_{rad} = \cos \varphi \cdot dF_C + \sin \varphi \cdot dF_R \quad (130)$$

$$dF_{qu} = -\sin \varphi \cdot dF_C + \cos \varphi \cdot dF_R \quad (131)$$

Der dazugehörige relative Fehler zwischen der gemessenen Radialkraft und der tatsächlich wirkenden Normalkraft ( $d\epsilon_C$ ) sowie zwischen der gemessenen Querkraft und der tatsächlich wirkenden Reibkraft ( $d\epsilon_R$ ) lässt sich wie folgt bestimmen:

$$d\epsilon_C = \frac{dF_C - dF_{rad}}{dF_C} = 1 - \cos \varphi - \sin \varphi \cdot \frac{dF_R}{dF_C} = 1 - \cos \varphi - \sin \varphi \cdot \mu(\varphi) \quad (132)$$

$$d\epsilon_R = \frac{dF_R - dF_{qu}}{dF_R} = 1 + \sin \varphi \cdot \frac{dF_C}{dF_R} - \cos \varphi = 1 + \sin \varphi \cdot \frac{1}{\mu(\varphi)} - \cos \varphi \quad (133)$$

Er ist somit sowohl eine Funktion der Winkelposition  $\varphi$  auf der Kontaktfläche als auch des dynamischen Reibkoeffizienten  $\mu$ , welcher ebenfalls eine Funktion der Winkelposition  $\varphi$  sein kann. Die folgenden Betrachtungen gehen von einem konstanten dynamischen Reibkoeffizienten  $\mu$  aus:

$$\mu(\varphi) = \mu = \text{konst.} \quad (134)$$

Für die im Kraftsensor erfassten resultierenden Kräfte, welche sich aus der Summe aller lokal wirkenden Radial- und Querkräfte ergeben, ergibt sich in diesem Fall jeweils der folgende relative Fehler:

$$\epsilon_C = \overline{d\epsilon_C} = \frac{1}{\varphi_B} \cdot \int_{-\varphi_{B,1}}^{\varphi_{B,2}} d\epsilon_C \cdot d\varphi \quad (135)$$

$$= 1 - \frac{1}{\varphi_B} \cdot (\sin \varphi_{B,2} + \sin \varphi_{B,1}) + \frac{\mu}{\varphi_B} \cdot (\cos \varphi_{B,2} - \cos \varphi_{B,1})$$

$$\epsilon_R = \overline{d\epsilon_R} = \frac{1}{\varphi_B} \cdot \int_{-\varphi_{B,1}}^{\varphi_{B,2}} d\epsilon_R \cdot d\varphi \quad (136)$$

$$= 1 - \frac{1}{\varphi_B} \cdot (\sin \varphi_{B,2} + \sin \varphi_{B,1}) - \frac{1}{\varphi_B \cdot \mu} \cdot (\cos \varphi_{B,2} - \cos \varphi_{B,1})$$

Ist der exzentrische Versatz  $e_{B-D}$  zwischen Dichtspitze und Metallblech null, so gilt:

$$\varphi_{B,1} = \varphi_{B,2} = \frac{\varphi_B}{2} \quad (137)$$



Unter dieser Voraussetzung fallen die Kosinus-Terme in Gleichung (135) und Gleichung (136) weg und die Fehler in der Kontaktkraft und Reibkraft ergeben sich gemäß der folgenden Kardinalsinus-Funktion zu:

$$\epsilon_C = \epsilon_R = 1 - \frac{\sin\left(\frac{\varphi_B}{2}\right)}{\frac{\varphi_B}{2}} \quad (138)$$

Somit sind die Fehler in der Kontaktkraft und Reibkraft in diesem Spezialfall identisch und nur noch eine Funktion der Größe des Umfangssegments  $\varphi_B$ . Hintergrund hierfür ist, dass sich die jeweiligen Beiträge der Normalkraft zur gemessenen Querkraft sowie der Reibkraft zur gemessenen Radialkraft links und rechts der Mittelachse des Blechs jeweils gegenseitig aufheben. Mit Hilfe der relativen Fehler  $\epsilon_R$  und  $\epsilon_C$  lässt sich der dynamische Reibkoeffizient  $\mu$  unter diesen Voraussetzungen aus den gemessenen Kräften wie folgt exakt bestimmen:

$$\mu = \frac{F_R}{F_C} = \frac{(1 - \epsilon_C)}{(1 - \epsilon_R)} \cdot \frac{F_{qu}}{F_{rad}} = \frac{F_{qu}}{F_{rad}} \quad (139)$$

Ist der exzentrische Versatz  $e_{B-D}$  zwischen Dichtspitze und Metallblech null, so lässt sich die Größe des Umfangssegments  $\varphi_B$  der Dichtspitze, welches am Reibvorgang beteiligt ist, wie folgt berechnen:

$$\varphi_{B,1} = \varphi_{B,2} = \sin^{-1}\left(\frac{L}{2 \cdot R}\right) \quad (140)$$

Bei einer Blechlänge  $L$  von 12 mm und einem Rotorradius  $r_D$  von 210 mm wie im Anstreifprüfstand ergibt sich die Gesamtgröße des im Kontakt stehenden Umfangssegments zu  $3,3^\circ$ . Der entsprechende Fehler in den vom Kraftsensor erfassten Kräften relativ zu den tatsächlich wirkenden Kontakt- bzw. Reibkräften beträgt in diesem Fall gemäß Gleichung (138) lediglich 0,014 % und ist somit vernachlässigbar gering. Der gleiche Fehler ergibt sich für die Abweichung der Kontaktflächen  $\epsilon_A$  gemäß Gleichung (128). Die gemessenen Radialkräfte und Querkräfte sind demnach annähernd identisch zu den tatsächlich auftretenden Reib- und Kontaktkräften:

$$F_{rad} \approx F_C \quad (141)$$

$$F_{qu} \approx F_R \quad (142)$$

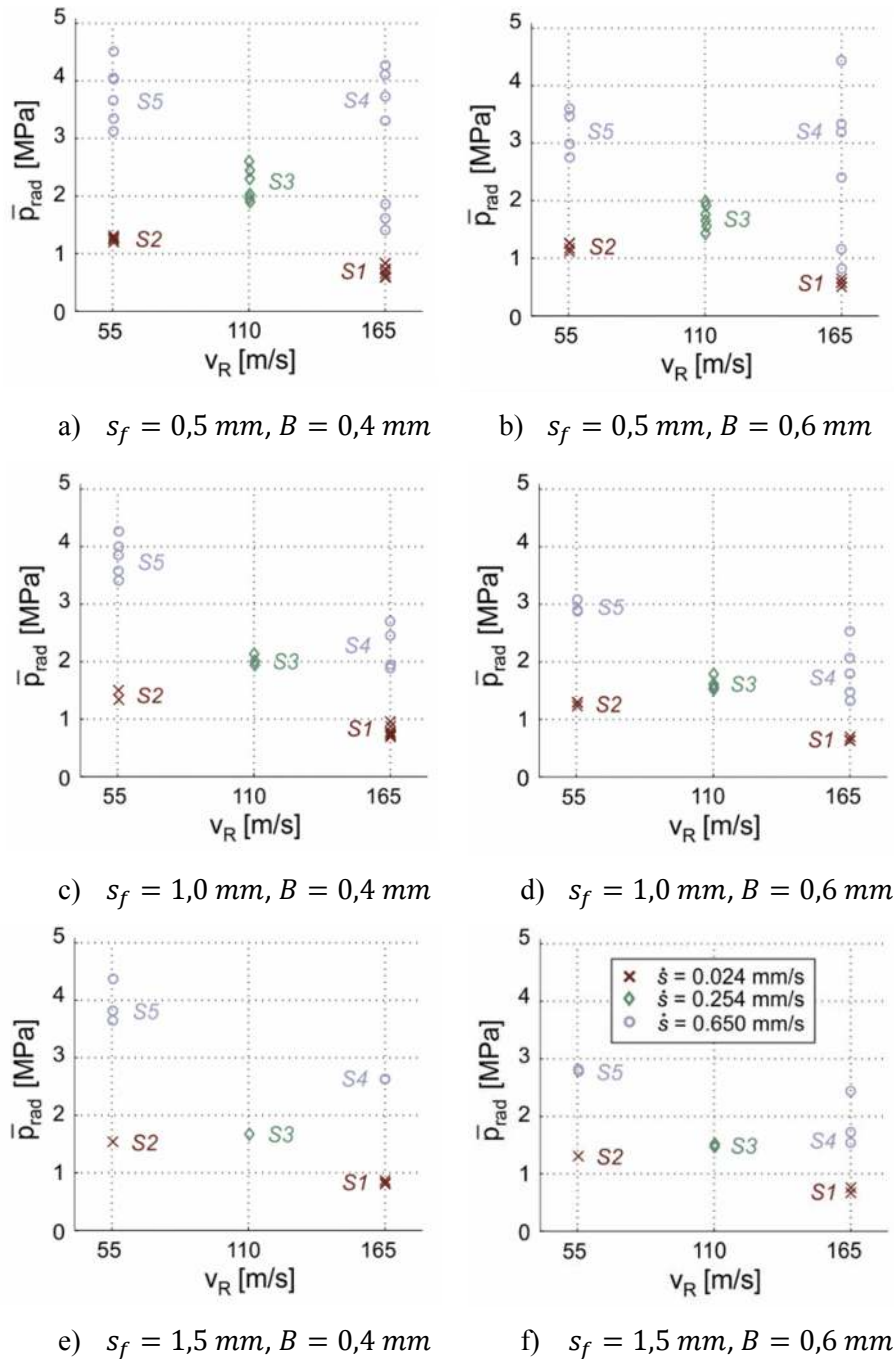
Die maximale relative Abweichung zwischen der gekrümmten Kontaktfläche und einer rein ebenen Kontaktfläche in Radialrichtung ergibt sich bei zentrischer Blechposition zu:

$$\frac{\Delta r}{r_D} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{L}{2 \cdot r_D}\right)^2} \quad (143)$$

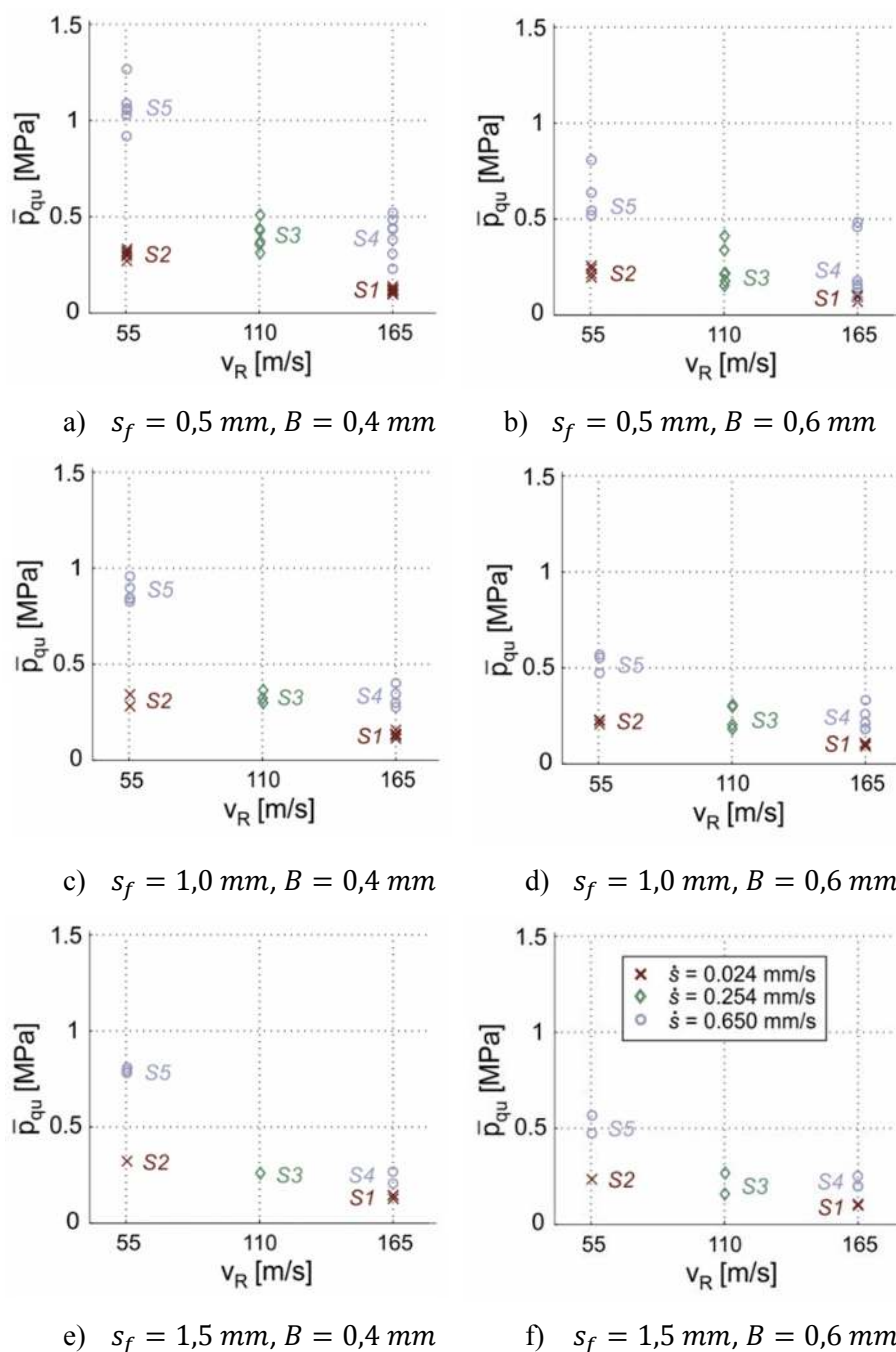
Die auf vereinfachenden Annahmen basierenden Betrachtungen in diesem Kapitel verdeutlichen, dass die zentrische Ausrichtung der Metallblechmitte relativ zur Rotorachse wichtig ist, um die resultierenden Fehler zu minimieren. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass der in diesem Kapitel diskutierte Messfehler rein auf die geometrischen Verhältnisse zurückzuführen ist. Fehler durch Unsicherheiten in der Messwerterfassung sowie durch die zeitliche Auflösung der Kraftmessung sind hierbei nicht berücksichtigt.

## 8.2 Einfluss der Zustelltiefe auf die gemessenen Kräfte

Je nach finaler Zustelltiefe  $s_f$  und dazugehöriger Anstreifdauer fallen die zeitgemittelten normalisierten Radialkräfte  $\bar{p}_{rad}$  und Querkräfte  $\bar{p}_{qu}$  unterschiedlich groß aus. Die entsprechenden Werte sind in Abbildung 58 und Abbildung 59 für die verschiedenen Blechstärken und finalen Zustelltiefen jeweils als Funktion der Anstreifparameter dargestellt.



**Abbildung 58:** Mittlere normalisierte Radialkraft für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 für die verschiedenen finalen Zustelltiefen mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen



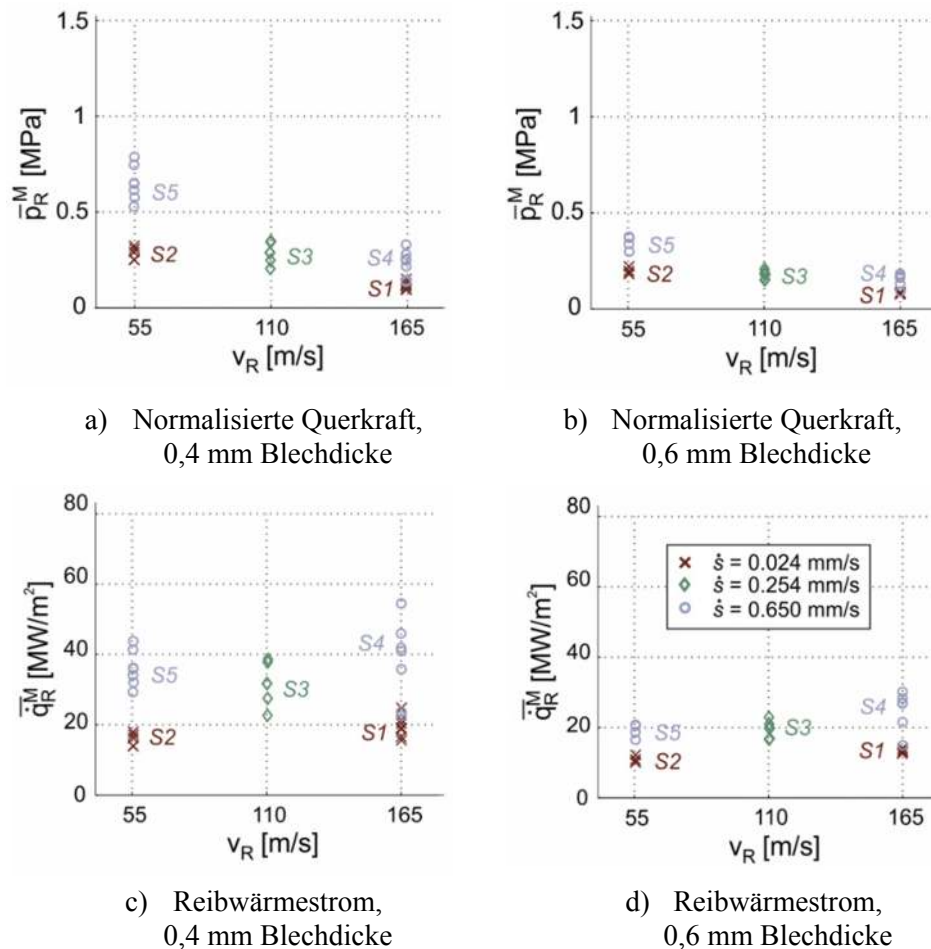
**Abbildung 59:** Mittlere normalisierte Querkraft für alle Anstreichversuche auf Dichtspitze D1 für die verschiedenen finalen Zustelltiefen mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen

### 8.3 Ergebnisse der Drehmomentmessung

Aus der gemessenen Drehmomenterhöhung in Folge des Anstreichvorgangs  $\Delta M_R$  lässt sich die resultierende Reibkraft am Metallblech über den folgenden Zusammenhang berechnen:

$$F_R^M = \frac{\Delta M_R}{r_D} \quad (144)$$

Dabei ist  $r_D$  der Radius der Kontaktfläche, welcher am verwendeten Anstreifprüfstand 210 mm beträgt. Die auf diese Weise berechneten mittleren Reibkräfte am Blech sowie die dazugehörigen mittleren in der Reibfläche freigesetzten Reibwärmeströme sind in Abbildung 60 als Funktion der Anstreifparameter und der Blechdicke dargestellt. Insgesamt sind sehr ähnliche Tendenzen wie bei den am Blech gemessenen mittleren Querkräften  $\bar{F}_{qu}$  zu erkennen. Die beobachtete Streuung lässt sich auf dieselben Ursachen zurückführen, die bereits ausführlich in Kapitel 3.4.1 für die Querkräfte diskutiert wurden.

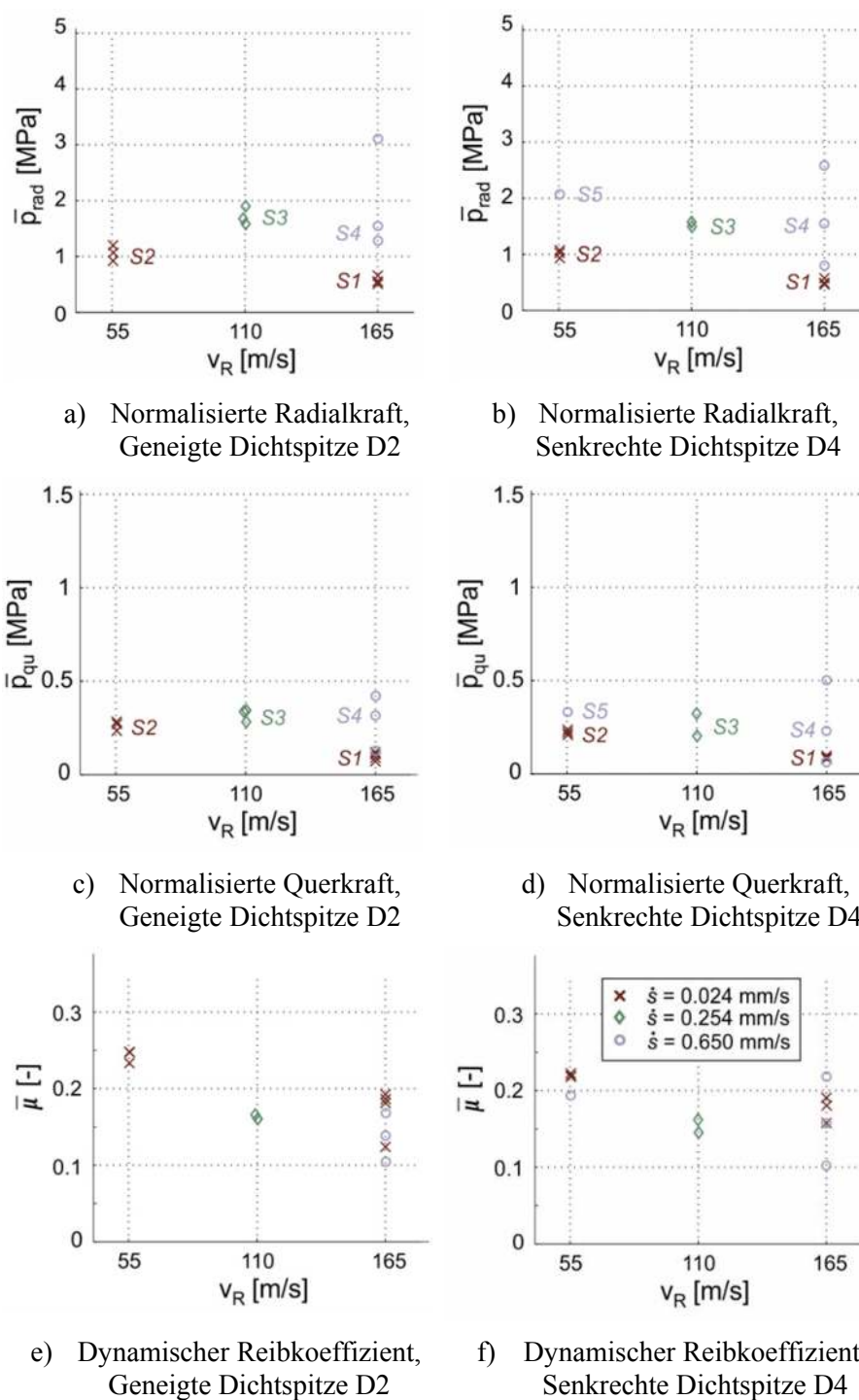


**Abbildung 60:** Aus dem Drehmoment berechnete mittlere normalisierte Reibkraft (oben) und entsprechende Reibwärmeströme (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D1 mit 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) starken Blechen

## 8.4 Einfluss der Dichtspitze auf die gemessenen Kräfte

Die Anstreifversuche wurden für unterschiedliche Dichtspitzengeometrien durchgeführt. Die bei diesen Versuchen gemessenen zeitgemittelten normalisierten Radialkräfte  $\bar{p}_{rad}$ , Querkräfte  $\bar{p}_{qu}$  und dynamischen Reibkoeffizienten  $\bar{\mu}$  sind in Abbildung 61 für alle Anstreifversuche sowohl auf der geneigten Dichtspitze D2 als auch auf der senkrechten Dichtspitze D4 mit jeweils 0,6 mm starken Blechen als Funktion der Anstreifparameter

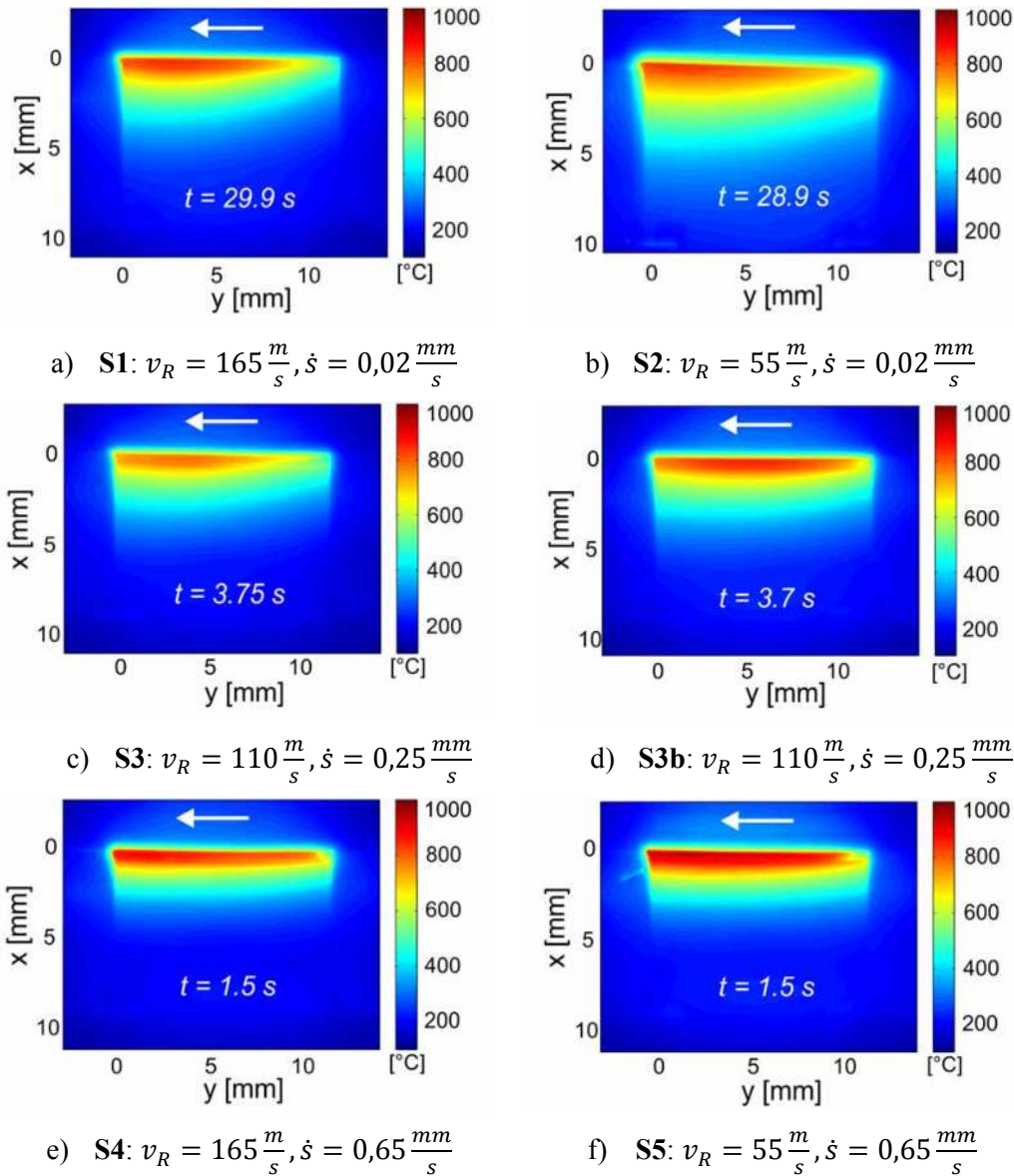
dargestellt.



**Abbildung 61:** Mittlere normalisierte Radialkraft (oben), Querkraft (mitte) und dynamischer Reibkoeffizient (unten) für alle Anstreifversuche auf Dichtspitze D2 (links) und D4 (rechts) mit 0,6 mm starken Blechen

## 8.5 HDR-Bilder aller Anstreichszenarien

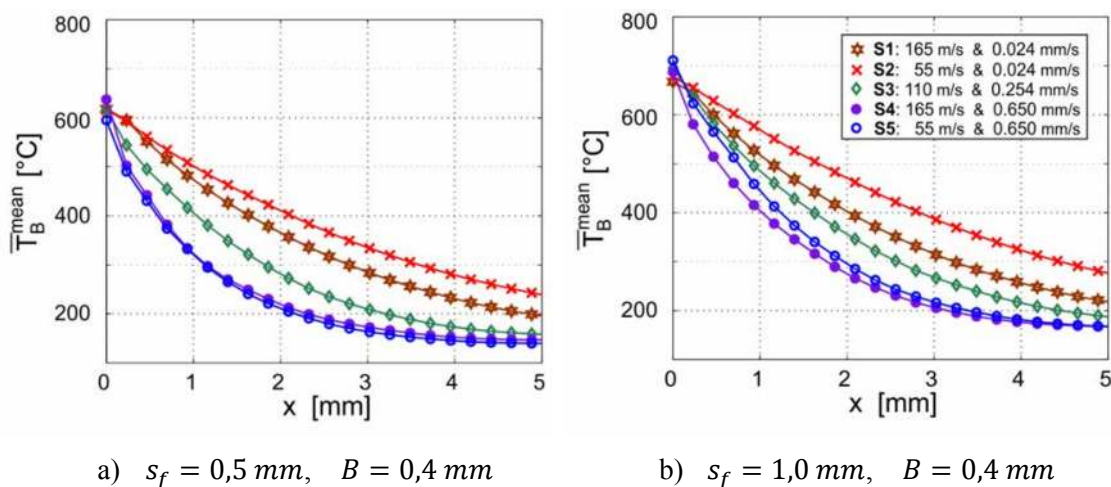
Die HDR-Bilder in Abbildung 62 verdeutlichen die räumliche Verteilung der Blechtemperaturen in der stationären Phase für alle Anstreichszenarien S1 bis S5. Sie sind jeweils einem einzelnen Anstreichversuch entnommen.



**Abbildung 62:** Mit der Thermokamera gemessene Blechtemperaturen zu einem bestimmten Zeitpunkt in der quasi-stationären Phase des Anstreichvorgangs für ausgewählte Anstreichversuche auf der geneigten Dichtspitze D1 mit 0,4 mm Blechdicke

## 8.6 Mittlere Blechtemperaturprofile

Die zeitgemittelten Temperaturprofile für die mittleren Blechtemperaturen  $\bar{T}_B^{mean}$  sind in Abbildung 63 dargestellt.



**Abbildung 63:** Zeitgemittelte Temperaturprofile für alle Anstreichversuche auf Dichtspitze D1 bis 0,5 mm finaler Zustelltiefe (links) und 1 mm finaler Zustelltiefe (rechts) für die Blechdicke 0,4 mm. Jede Kurve entspricht jeweils dem Median aus allen durchgeführten Wiederholversuchen

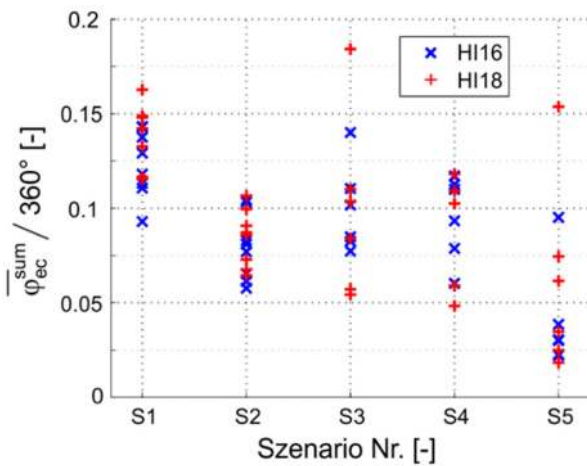
## 8.7 Größe des Anstreichsegments

Die Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  wurde für alle durchgeführten Anstreichversuche auf Basis der Pyrometermessungen bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass auf Grund der Temperaturmindestgrenze der Pyrometer die Breite der Temperaturspitze nicht exakt bestimmt werden kann. Teilweise treten pro Rotorumdrehung mehrere einzelne, sehr nahe beieinander liegende Temperaturspitzen auf. Da unklar ist, in wie fern diese zu einer einzelnen Temperaturspitze zusammengeführt werden können, müssen für die Analyse zwei Fälle unterschieden werden:

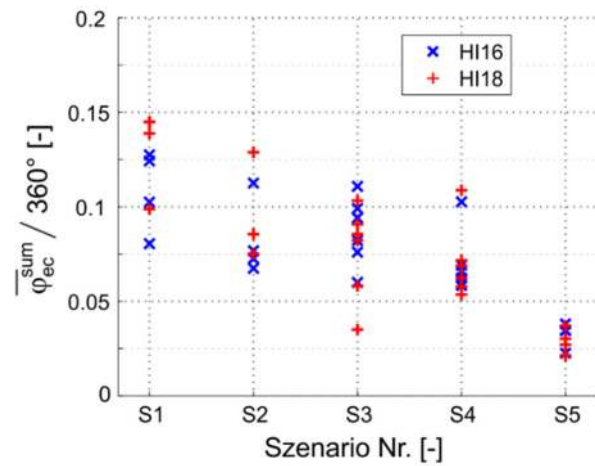
1. Die Breite der einzelnen detektierten Temperaturspitzen wird zu einer Gesamtbreite summiert, ohne den dazwischenliegenden Bereich unter der Temperaturschwellgrenze zu berücksichtigen ( $\bar{\varphi}_{ec}^{sum}$ ).
2. Die Werte zwischen den nahe beieinanderliegenden Einzelspitzen werden zum Kontaktbereich dazugezählt und es wird eine Gesamtbreite des Umfangssegments bestimmt ( $\bar{\varphi}_{ec}^{ges}$ ).

Die über die komplette Anstreichdauer gemittelten Größen des Umfangssegments sind in Abbildung 64 als Funktion des Anstreichszenarios für beide Blechdicken und Hochgeschwindigkeitspyrometer inklusive aller Wiederholungsmessungen dargestellt. Die Streuung der ermittelten Werte ist vor allem auf den Einfluss der Lücken in den Temperaturdaten zurückzuführen, welche zu unterschiedlichen Zeiten des Anstreichvorgangs auftraten und teilweise länger als die Hälfte des Anstreichvorgangs andauerten. Die Ergebnisse der Analyse verdeutlichen, dass sich für die unterschiedlichen Anstreichszenarios tatsächlich unterschiedliche Größen des Umfangssegments ergeben. Bei beiden, voneinander

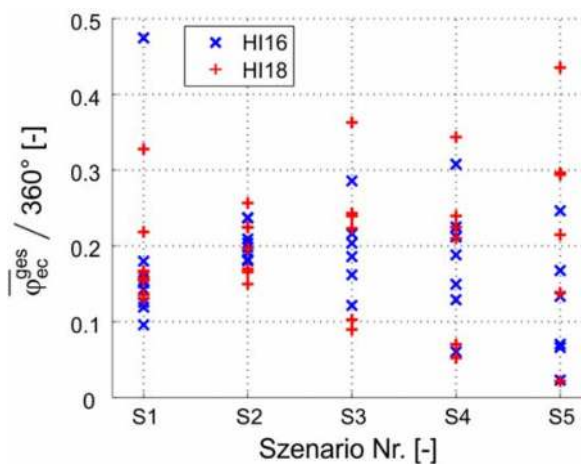
vollkommen unabhängigen Pyrometern sowie bei beiden Blechdicken sind teilweise gegenläufige Tendenzen erkennbar. Insgesamt lässt sich auf Basis der verfügbaren Daten keine zuverlässige Aussage über die Abhängigkeit der Größe des Kontaktbereichs über eine Rotorumdrehung als Funktion der Anstreifbedingungen treffen. Werden die Mittelwerte aus  $\bar{\varphi}_{ec}^{sum}$  und  $\bar{\varphi}_{ec}^{ges}$  als Grundlage genommen, so ergibt sich eine durchschnittliche Segmentgröße von ungefähr  $54^\circ$  für alle fünf Anstreifszzenarien, was 15% des Rotorumfangs entspricht.



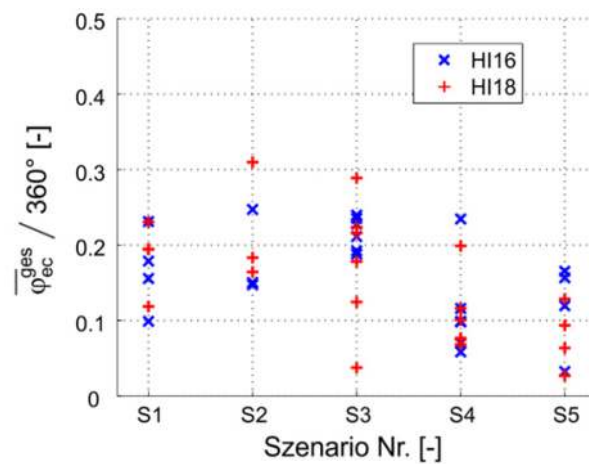
a) 0,4 mm Blechdicke



b) 0,6 mm Blechdicke



c) 0,4 mm Blechdicke



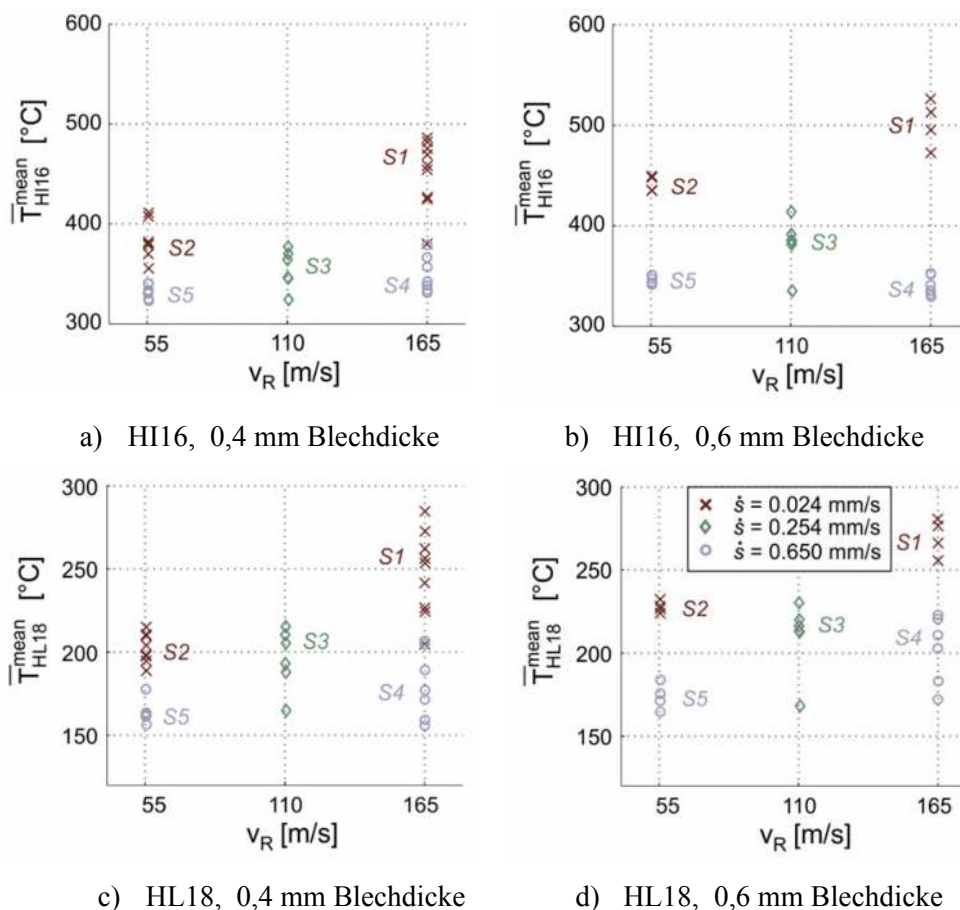
d) 0,6 mm Blechdicke

**Abbildung 64:** Relative Größe des aus den Pyrometermessungen bestimmten Umfangssegments als Funktion des Anstreifszenarios als Summe (oben) und Gesamt (unten) für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts)



## 8.8 Zeitgemittelte Pyrometertemperaturen

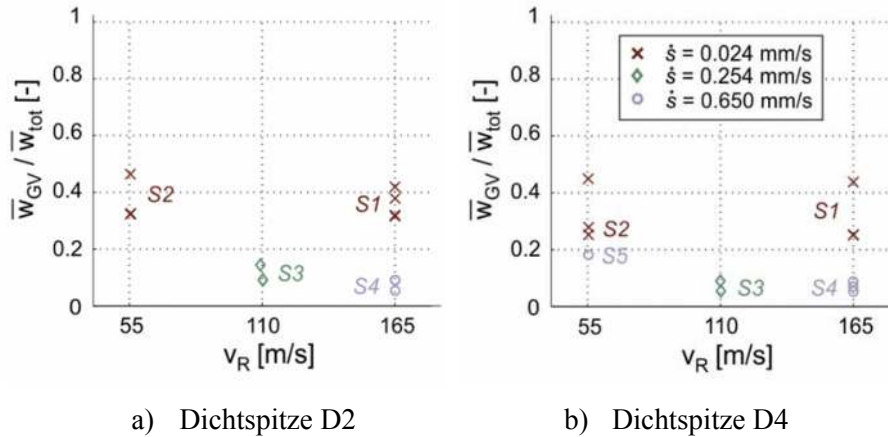
Die zeitgemittelten mittleren Temperaturen  $\bar{T}_{Py}^{mean}$  der Temperaturspitzen pro Rotorumdrehung sind in Abbildung 65 für beide Pyrometer und Blechdicken als Funktion der Anstreifparameter abgebildet.



**Abbildung 65:** Mittlere Temperaturen der Temperaturspitzen pro Rotorumdrehung als Funktion der Anstreifbedingungen für beide Pyrometer HI16 (oben) und HI18 (unten) sowie für die Blechdicken 0,4 mm (links) und 0,6 mm (rechts) für alle finalen Zustelltiefen (jeweils gemittelt über die 100 größten Werte)

## 8.9 Einfluss der Dichtspitzengeometrie auf das Verschleißverhältnis

Das Verschleißverhältnis für alle Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D2 und der senkrechten Dichtspitze D4 mit 0,6 mm starken Blechen ist in Abbildung 66 als Funktion der Anstreifparameter dargestellt.



**Abbildung 66:** Verschleißverhältnis für alle Anstreifversuche auf der geneigten Dichtspitze D2 (links) und der senkrechten Dichtspitze D4 (rechts) mit 0,6 mm starken Blechen als Funktion der Anstreifparameter

## 8.10 Plastisches Verformungsverhalten bei vorgegebener Verschiebung

Die nach wie vor gängigste Methode zur Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Stahlfeinblechen ist der Zugversuch [170]. Für die meisten metallischen Werkstoffe ist das mechanische Verhalten unter Zug- und Druckbelastung sehr ähnlich [80]. Als Grundlage für die Entwicklung eines plastischen Verschleißmodells bietet sich die Betrachtung eines einfachen eindimensionalen Druckstabs der Länge  $L_0$  an, welcher in einem Stauchversuch bei einer konstanten Temperatur  $T$  verschiebungsgesteuert instantan um eine makroskopische Strecke  $\Delta L$  komprimiert wird. Die sich daraus ergebende totale Stauchung wird anschließend konstant gelassen:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{tot,0} = \frac{-\Delta L}{L_0} \quad (145)$$

Ein Knicken des Stabs soll dabei ausgeschlossen werden. Bei rein elastischer Verformung des Werkstoffs ergibt sich mit dem temperaturabhängigen Elastizitätsmodul  $E(T)$  in Folge der instantanen Stauchung die Druckspannung  $\sigma_{0,el}$ :

$$\sigma_{0,el} = E \cdot \varepsilon_{tot} = -E \cdot \frac{\Delta L}{L_0} \quad (146)$$

Überschreiten diese Druckspannungen einen Grenzwert  $R_{el}$ , so treten bleibende plastische Verformungen auf, welche hier im Gegensatz zum klassischen Zugversuch als zeitabhängig betrachtet werden sollen. Die plastische Verformungsgeschwindigkeit wird ähnlich den Kriechprozessen als proportional zur treibenden Spannungsdifferenz  $\Delta\sigma$  angenommen [68]:

$$\frac{d\varepsilon_{pl}}{dt} = \frac{\Delta\sigma}{t_{c,pl} \cdot E} \quad (147)$$

Dabei ist  $t_{c,pl}$  eine Zeitkonstante, welche die Geschwindigkeit der Zunahme der plastischen Verformung beschreibt. Für Kriechprozesse wird sie in der Literatur häufig als Relaxationszeit bezeichnet. Die Relaxationszeit ist notwendig, um die Anfangsspannung auf  $0,366 \cdot \sigma_0$  zu erniedrigen [68], [80]. Sie hängt bei Kriechprozessen in kristallinen Werkstoffen vor allem von der Mikrostruktur ab und fällt exponentiell mit steigender Temperatur. Hintergrund ist das verstärkte Klettern von Versetzungen und Abgleiten von Korngrenzen mit zunehmender thermischer Aktivierungsenergie [80].

Für die folgenden Überlegungen soll angenommen werden, dass sich der Grenzwert  $R_{el}$  auf Grund der instantanen Komprimierung des Druckstabs von der aus Zugversuchen gewonnenen temperaturabhängigen Dehngrenze des Werkstoffs  $R_{p02}(T)$  unterscheidet. Das Verhältnis beider Größen lässt sich über den Koeffizienten  $c_{pl}$  ausdrücken:

$$c_{pl} = \frac{R_{el}}{R_{p02}} \quad (148)$$

Die treibende Spannungsdifferenz  $\Delta\sigma$  für die plastischen Verformungen beträgt demnach:

$$\Delta\sigma = \sigma_{0,el} - c_{pl} \cdot R_{p02} \quad (149)$$

Bei konstant bleibender Totalstauchung  $\varepsilon_{tot}$  ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der elastischen Stauchung  $\varepsilon_{el}$  und der plastischen Stauchung  $\varepsilon_{pl}$ :

$$\varepsilon_{tot} = \frac{-\Delta L}{L_0} = \varepsilon_{el}(t) + \varepsilon_{pl}(t) \quad (150)$$

Gesucht ist hier die von der Zeit  $t$  abhängende plastische Stauchung  $\varepsilon_{pl}(t)$ . Die elastischen und plastischen Verformungen sind bei konstant bleibender Totalstauchung  $\varepsilon_{tot}$  über die jeweilige zeitliche Änderungsrate miteinander gekoppelt:

$$\frac{d\varepsilon_{tot}}{dt} = \frac{d\varepsilon_{el}(t)}{dt} + \frac{d\varepsilon_{pl}(t)}{dt} = 0 \quad (151)$$

Dementsprechend sind Änderungen der elastischen Stauchung identisch zur zeitlichen Änderung der plastischen Verformung. Einsetzen von Gleichung (147) in die Gleichung (151) ergibt die folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d\varepsilon_{el}(t)}{dt} = -\frac{d\varepsilon_{pl}}{dt} = -\frac{\varepsilon_{el}}{t_{c,pl}} \quad (152)$$

Die Lösung dieser gewöhnlichen linearen Differentialgleichung erster Ordnung ist:

$$\varepsilon_{el}(t) = \varepsilon_{el,0} \cdot e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}} = \frac{\Delta\sigma}{E} \cdot e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}} \quad (153)$$

Aus dieser Beziehung lässt sich die durch visko-plastische Vorgänge beeinflusste plastische Stauchung wie folgt bestimmen:

$$\varepsilon_{pl}(t) = \varepsilon_{el}(t = 0) - \varepsilon_{el}(t) = \frac{\Delta\sigma}{E} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}}\right) \quad (154)$$

Insgesamt ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\varepsilon_{pl}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } \sigma_{0,el} \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \frac{\sigma_{0,el} - c_{pl} \cdot R_{p02}}{E} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}}\right) & \text{für } \sigma_{0,el} > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (155)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich auf die Modellierung von plastischem Verformungsverschleiß beim Anstreifen in Einlaufsystemen übertragen. Die totale Stauchung  $\varepsilon_{tot,0}$  wird in diesem Fall durch die reale Verschiebung  $s_r$  ersetzt, welche der aktuellen Überdeckung beider Reibpartner senkrecht zur betrachteten Kontaktfläche entspricht (vgl. Kontaktmodell in Abschnitt 4.2). Weiterhin ist die plastische Verschleißtiefe  $w_{pl}$  senkrecht zur betrachteten Kontaktfläche analog zur plastischen Stauchung  $\varepsilon_{pl}$  des Druckstabs. Somit ergibt sich bei konstantem Kontaktdruck  $p_c$  mit der druckspezifischen Steifigkeit  $k$ :

$$w_{pl}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } p_c \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \frac{p_c - c_{pl} \cdot R_{p02}}{k} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}}\right) & \text{für } p_c > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (156)$$

Gleichung (156) verdeutlicht, dass der plastische Verschleiß bei gleichem Kontaktdruck  $p_c$  mit abnehmender Steifigkeit  $k$  zunimmt. Durch Einsetzen der realen Überdeckung  $s_r$  lässt sich die Beziehung wie folgt umschreiben:

$$w_{pl}(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } p_c \leq c_{pl} \cdot R_{p02} \\ \left(1 - c_{pl} \cdot \frac{R_{p02}}{p_c}\right) \cdot s_r \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{t_{c,pl}}}\right) & \text{für } p_c > c_{pl} \cdot R_{p02} \end{cases} \quad (157)$$

Für einen Koeffizienten  $c_{pl}$  gleich null wird über eine unendliche Zeitspanne ähnlich den Kriechprozessen die komplette reale Überdeckung abgebaut und in plastischen Verformungsverschleiß umgewandelt. Ist der Koeffizient  $c_{pl}$  hingegen größer null, so ist der plastische Verschleiß begrenzt und es bleibt auch nach unendlicher Zeit ein Teil der realen Überdeckung bestehen. Gemäß Gleichung (157) lässt sich der Koeffizient  $c_{pl}$  auch als ein Skalenfaktor auffassen, der die Anpassung des makroskopischen Kontaktdrucks  $p_c$  an die mikroskopischen Kontaktbedingungen ermöglicht.

## 8.11 Ablaufschema des Modellierungsansatzes

In Abbildung 67 ist ein vollständiges Ablaufschema des implementierten Modellierungsansatzes dargestellt. Es verdeutlicht, wann welche Größen berechnet werden. Größen wie die Steifigkeit  $k$ , die Temperaturen  $T_{AA}$  und  $T_{AC}$ , die Wärmedehnung  $u_\alpha$  und der Verschleiß  $w$  werden für die Dichtspitze und den Stator jeweils separat berechnet. Der Verschleiß setzt sich aus einem abrasiven und einem plastischen Verschleißanteil zusammen. Die Berechnung der verschiedenen Größen erfolgt gemäß den Überlegungen in Kapitel 4. Numerische Modelle werden nur zur Bestimmung der Steifigkeiten, der Reibtemperaturen und der Wärmeausdehnungen verwendet. In Abbildung 67 sind die numerischen Modelle durch eine gestrichelte Umrandung gekennzeichnet. Alle anderen Rechenschritte beruhen ausschließlich auf analytischen Berechnungen.

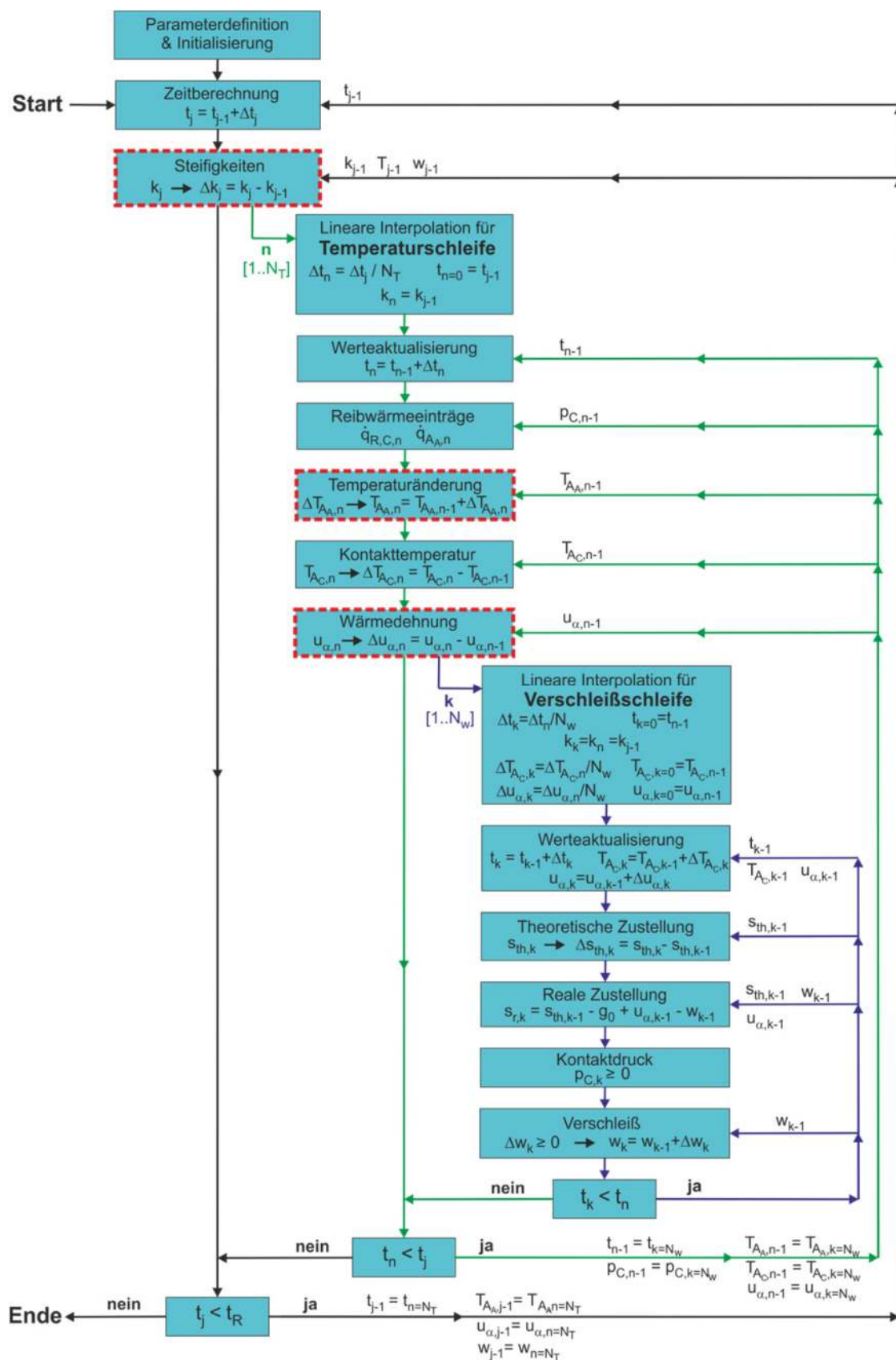


Abbildung 67: Vollständiges Ablaufschema des entwickelten Modellierungsansatzes mit einem expliziten Zeitschrittverfahren

## 8.12 Temperaturerhöhungsfaktoren für Metallblech und Dichtspitze

In Folge des ungleichförmigen Reibkontakts über die Rotorumdrehung ergibt sich ein periodischer Reibwärmeeintrag in das Metallblech, dessen Wirkung im Modellierungsansatz über den thermischen Widerstand  $R_b^S$  bzw. den Temperaturerhöhungsfaktor  $\overline{f_{\Delta T,S}^*}$  berücksichtigt ist (vgl. Abschnitt 4.3.1). Der pro Rotorumdrehung über das Umfangssegment  $\varphi_{ec}$  wirkende, als uniform verteilt angenommene Reibwärmestrom lässt sich wie folgt bestimmen:

$$\overline{q_{Ac}^S} = \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} \cdot \overline{q_{AA}^S} \quad (158)$$

wobei  $\overline{q_{AA}^S}$  der effektive quasistationäre Reibwärmeeintrag ist. Wird angenommen, dass dieser Reibwärmeeintrag  $\overline{q_{Ac}^S}$  pro Rotorumdrehung für die Zeitdauer

$$t_{\varphi_{ec}} = \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi} \cdot t_U = \frac{\varphi_{ec} \cdot r_D}{v_R} \quad (159)$$

wirkt, so lässt sich mit Hilfe der sich ergebenden, über die effektive Anstreifdauer pro Rotorumdrehung  $t_{\varphi_{ec}}$  gemittelten Reibtemperatur  $\overline{T_{Ac}^S}$  in der Kontaktfläche des Blechs und der quasistationären, mittleren Temperatur  $\overline{T_{AA}^S}$  der entsprechende mittlere Temperaturerhöhungsfaktor berechnen:

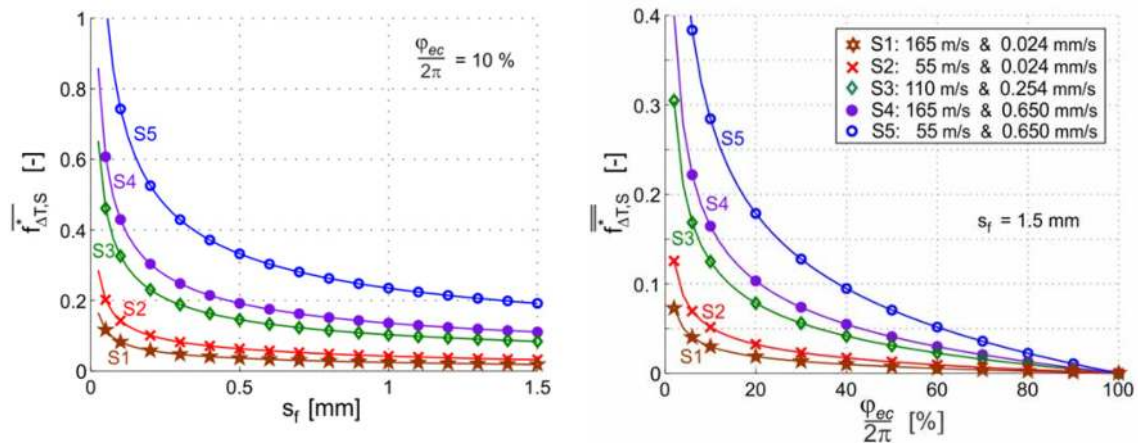
$$\overline{f_{\Delta T,S}^*}(t) = \frac{(\overline{T_{Ac}^S} - \overline{T_{AA}^S}(t))}{\overline{T_{AA}^S}(t)} \quad (160)$$

Dieser Faktor ist auf Grund der zu niedrigen Zeitauflösung der Thermokamera sowie der fehlenden optischen Zugänglichkeit zur tatsächlichen Kontaktfläche experimentell nicht bestimmbar und muss daher anderweitig geschätzt werden. Mit vereinfachenden Annahmen lässt sich dieser Temperaturerhöhungsfaktor analytisch abschätzen. Unter den angenommenen Bedingungen ist er unabhängig von der Größe des dem Blech zugeführten Reibwärmestroms. Eine ausführliche Herleitung bietet Anhang 8.13 dieser Arbeit.

In Abbildung 68a ist der mittlere Temperaturerhöhungsfaktor  $\overline{f_{\Delta T,S}^*}$  für alle fünf Anstreifszszenarien als Funktion der Zustelltiefe aufgetragen, wobei letztere proportional zur Anstreifdauer ist. Die Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  wurde für dieses Diagramm für alle Anstreifszszenarien als  $36^\circ$  angenommen. Die Kurvenverläufe verdeutlichen zum einen, dass  $\overline{f_{\Delta T,S}^*}$  für alle Anstreifszszenarien definitionsbedingt mit zunehmender Anstreifdauer abnimmt. Zum anderen zeigen sie, dass der Temperaturerhöhungsfaktor für das Blech stark von den vorherrschenden Anstreifbedingungen beeinflusst wird und somit für jedes Anstreifszszenario unterschiedlich groß ausfällt. Gemäß Abbildung 68a ist der Temperaturerhöhungsfaktor für die Anstreifszszenarien mit hoher Zustellrate S5 und S4 am höchsten sowie für S1 und S2 mit kleinster Zustellrate am niedrigsten. Außerdem nimmt  $\overline{f_{\Delta T,S}^*}$  mit steigender Reibgeschwindigkeit und somit sinkender Umdrehungsdauer des Rotors ab. Für sehr hohe Rotationsgeschwindigkeiten geht der Einfluss des periodischen Wärmeeintrags folglich gegen null und es kann nur mit einem quasistationären Wärmeeintrag gerechnet werden.

Der über die gesamte maximale Zustelltiefe von 1,5 mm zeitlich gemittelte Temperaturerhöhungsfaktor  $\overline{\overline{f_{\Delta T,S}^*}}$  ist in Abbildung 68b als Funktion der Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  abgebildet. Der Temperaturerhöhungsfaktor steigt mit abnehmender Segmentgröße an,

wobei der Anstieg der Kurven für alle Anstreifszzenarien unterschiedlich groß ausfällt. Streift das Blech über die gesamte Rotorumdrehung gleichförmig an ( $\varphi_{ec} = 360^\circ$ ), so wird der Temperaturerhöhungsfaktor erwartungsgemäß zu null. Die scharfe Steigung der Kurven in Abbildung 68b bei niedrigen Größen des Segmentwinkels lassen auf eine hohe Unsicherheit bezüglich der exakten Bestimmung dieses Faktors schließen.



- a) Mittlerer Temperaturerhöhungsfaktor für das Metallblech als Funktion der Zustelltiefe
- b) Über die Anstreifdauer gemittelter Temperaturerhöhungsfaktor für das Metallblech

**Abbildung 68:** Temperaturerhöhungsfaktor am Blech als Funktion der finalen Zustelltiefe (links, Segmentgröße =  $36^\circ$ ) und der Segmentgröße (rechts,  $s_f = 1,5\text{ mm}$ ), beide für die konstanten Werkstoffeigenschaften des Blechs bei  $800^\circ\text{C}$

Im Relativsystem der Dichtspitze bewegt sich das Metallblech mit der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  über die scheinbare Kontaktfläche  $A_{A2}^D$ . Diese Relativbewegung des Reibwärmeeintrags gegenüber der Dichtspitze führt zu einem asymmetrischen Temperaturprofil über den Dichtspitzenumfang [72]. Für vereinfachte Geometrien und Randbedingungen, isentrope und temperaturunabhängige Werkstoffeigenschaften, einen quasistationären Zustand sowie eine uniforme Verteilung des Wärmestroms in der Kontaktfläche lässt sich dieser Temperaturverlauf analytisch durch die Lösung der folgenden instationären Fourier-Gleichung berechnen [72], [94]:

$$\lambda \cdot \nabla^2 T = \rho \cdot c_v \cdot \frac{DT}{Dt} = \rho \cdot c_v \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_R \cdot \nabla T \right) \quad (161)$$

Eine ausführliche Herleitung der analytischen Ausdrücke wird im Anhang 8.14 dieser Arbeit bereitgestellt. Die Abbildung 69 und Abbildung 70 zeigen den Verlauf des Temperaturerhöhungsfaktors  $f_{\Delta T,D,2}^*$  in der Dichtspitze über den Umfang  $\varphi$  in der Mitte der Dichtspitze ( $z = 0$ ) bzw. über die axiale Breite  $z$  in der Mitte des Blechs ( $\varphi = 0$ ) für die Prüfstandsbedingungen. Der Temperaturerhöhungsfaktor beschreibt gemäß Kapitel 4.3.2 das relative Verhältnis der Temperaturerhöhung  $T_{A_C}^D$  in der Kontaktstelle ( $\dot{q} = \bar{q}_{A_C}^D$ ) gegenüber der Temperaturerhöhung  $T_{A_{A2}}^D$  aus einem äquivalenten effektiven Wärmeeintrag  $\bar{q}_{A_{A2}}^D$  über den gesamten Umfang:

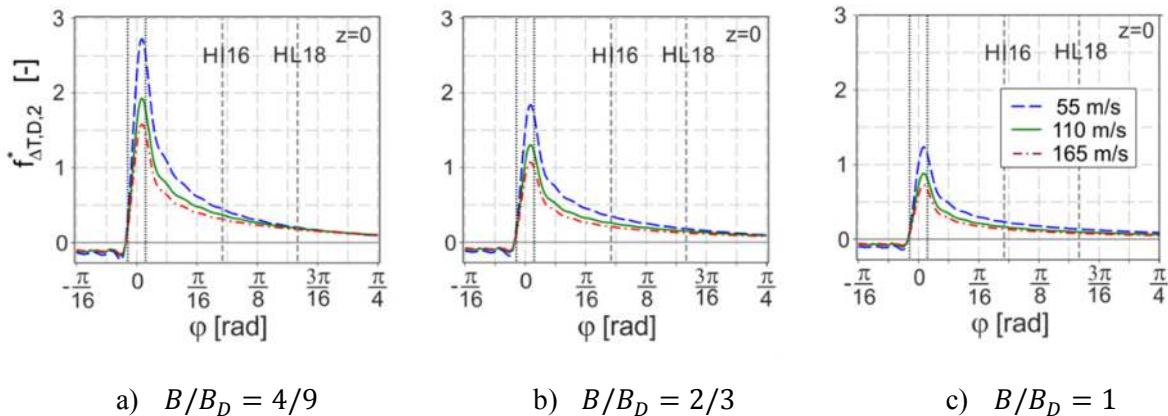
$$f_{\Delta T, D, 2}^* = \frac{T_{AC}^D - T_{AA2}^D}{T_{AA2}^D} \quad (162)$$

wobei

$$\bar{q}_{AA2}^D = \frac{A_C}{A_{A2}^D} \cdot \bar{q}_{AC}^D \quad (163)$$

Wie im Kapitel 8.14 im Anhang verdeutlicht, ist der Temperaturerhöhungsfaktor für die Dichtspitze unter den getroffenen Annahmen von der Höhe des Reibwärmeeintrags  $\bar{q}_{AC}^D$  unabhängig. Er ist somit lediglich eine Funktion des Verhältnisses von Blechbreite zu Dichtspitzenbreite ( $B/B_D$ ), der thermischen Werkstoffeigenschaften und der Reibgeschwindigkeit.

Die Wärmequelle bewegt sich in Abbildung 69 mit der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  von rechts nach links und befindet sich im Bereich  $-1,7^\circ \leq \varphi \leq 1,7^\circ$  in Umfangsrichtung. Die Größe des Wärmeeintragsbereichs ist jeweils durch die senkrechten durchgezogenen Linien gekennzeichnet. Drei verschiedene Verhältnisse von Blech- zu Dichtspitzenbreite sind dargestellt. Metallblech und Dichtspitze sind für die erzeugten Kurven axial mittig zueinander ausgerichtet. Die leichten Oszillationen in den dargestellten Kurvenverläufen resultieren aus der rechenaufwändigen Berechnung der Besselfunktionen, welche für die erzeugten Diagramme mit 100 Summentermen angenähert wurden. Die Positionen der Hochgeschwindigkeitspyrometer hinter der Kontaktstelle sind als senkrechte gestrichelte Linien markiert.

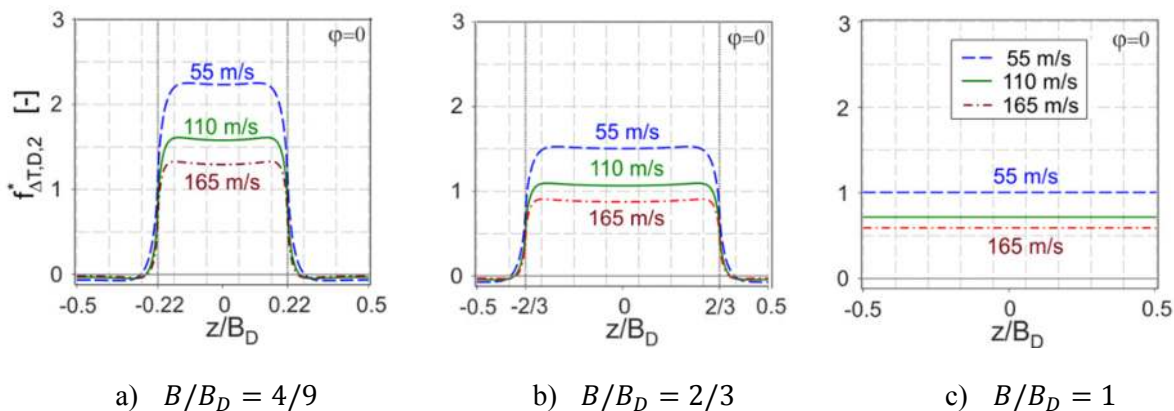


**Abbildung 69:** Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der Position über den Umfang für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen bei axial mittiger Position auf der Dichtspitze ( $z = 0$ )

Abbildung 69 und Abbildung 70 verdeutlichen zum einen, dass sich je nach Verhältnis von Blechdicke zu Dichtspitzenbreite eine dreidimensionale ( $B/B_D \leq 1$ ) bzw. zweidimensionale ( $B/B_D = 1$ ) Verteilung des Temperaturerhöhungsfaktors ergibt. Zum anderen ist deutlich erkennbar, dass die Temperaturen in der Wärmeeintragsstelle stark ansteigen und gegen Ende der Kontaktzone am höchsten liegen. Hinter dem Reibwärmeeintrag nehmen die

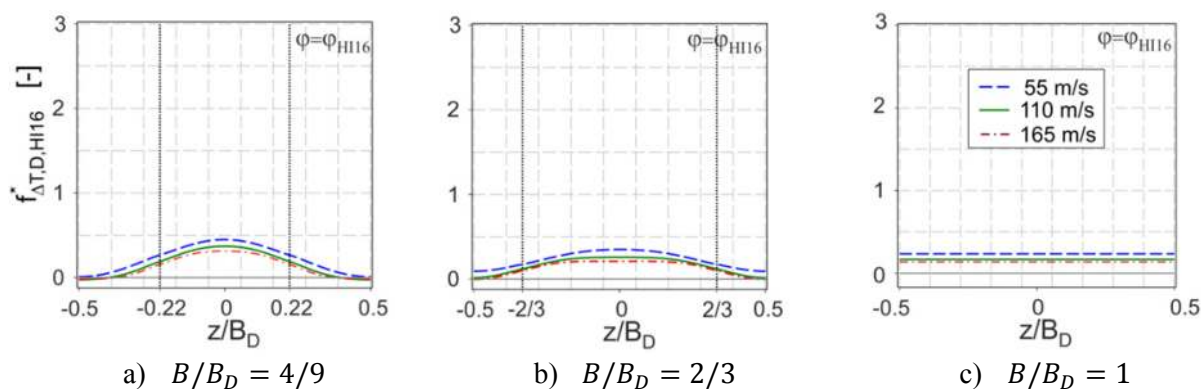


Temperaturen schnell ab. Für größere Breitenverhältnisse fallen die Temperaturerhöhungen in der Kontaktzone gegenüber den quasistationären Temperaturen sichtbar geringer aus (vgl. Abbildung 69c), was auf das größere Flächenverhältnis  $A_C/A_{A2}^D$  zurückzuführen ist.

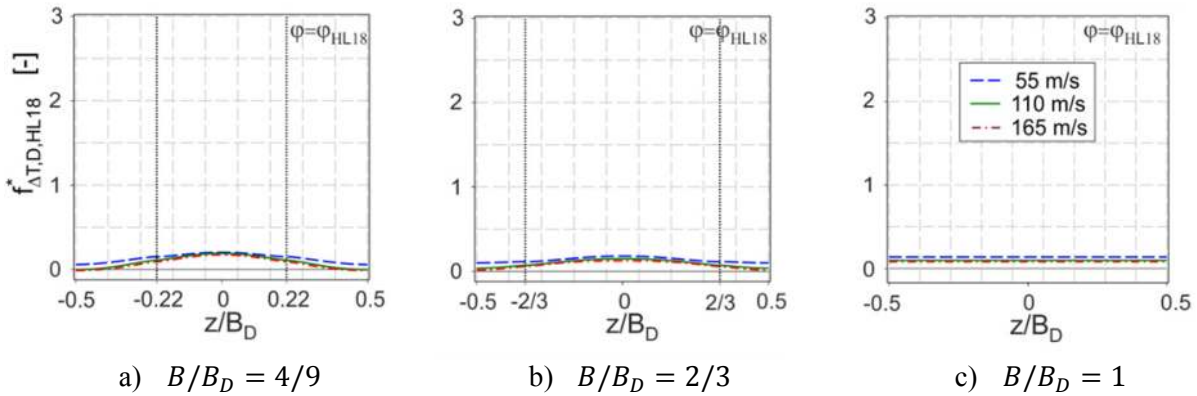


**Abbildung 70:** Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen in der Mitte der Dichtspitze ( $\varphi = 0$ )

Die Axialverteilung der sich ergebenden Temperaturerhöhungsfaktoren an den Positionen der zwei Hochgeschwindigkeitspyrometer HI16 und HL18 ist jeweils in Abbildung 71 und Abbildung 72 dargestellt. Für das HI16 liegen sie bei maximal 0,3 und am HI18 bei 0,1, so dass die makroskopischen Temperaturen der Dichtspitze annähernd den quasistationären mittleren Temperaturen  $T_{A_{A2}}^D$  entsprechen.



**Abbildung 71:** Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen an der Umfangsposition des HI16 Pyrometers (16 Grad hinter der Kontaktstelle)



**Abbildung 72:** Abhängigkeit des Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze von der axialen Position über die Dichtspitzenbreite für die Prüfstandsbedingungen mit verschiedenen Breitenverhältnissen an der Umfangsposition des HL18 Pyrometers (30 Grad hinter der Kontaktstelle)

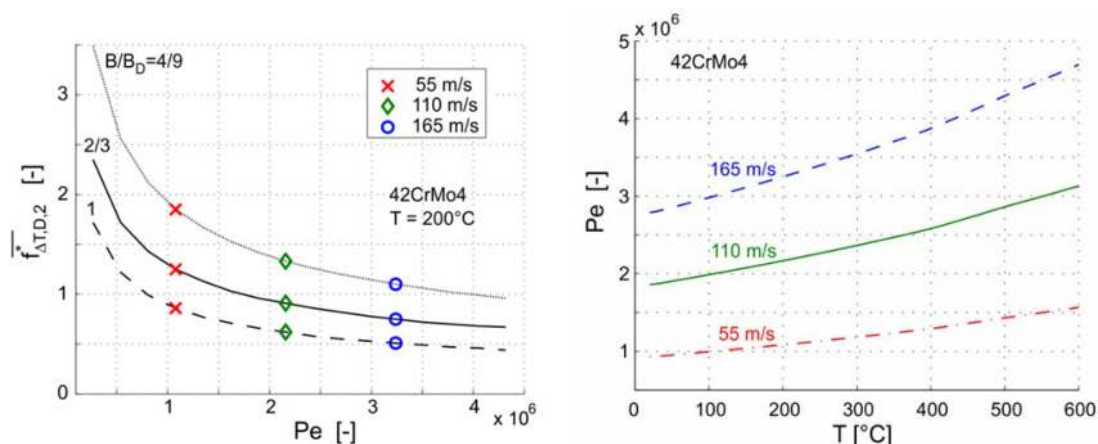
Die Berechnung der Temperaturerhöhungsfaktoren ist auch mit den analytischen Lösungen sehr rechenintensiv. Für die Anwendung im Simulationsmodell bietet es sich daher an, für die gesamte Kontaktfläche  $A_C$  einen örtlich gemittelten Temperaturerhöhungsfaktor zu berechnen, der einmalig vor der Simulation bestimmt wird:

$$\overline{f_{\Delta T, D, 2}^*} = \iint_{A_C} f_{\Delta T, D, 2}^*(\varphi, z) \cdot dA = \frac{\overline{T_{AC}^D} - T_{AA2}^D}{T_{AA2}^D} \quad (164)$$

wobei  $\overline{T_{AC}^D}$  der mittleren Dichtspitzentemperatur in der Kontaktfläche entspricht. Der mittlere Temperaturerhöhungsfaktor für die Dichtspitze bei Prüfstandsbedingungen ist in Abbildung 73a als Funktion der Peclet-Zahl für drei verschiedene Verhältnisse von Blechdicke zu Dichtspitzenbreite abgebildet. Die Peclet-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl und beschreibt aus physikalischer Sicht das Verhältnis der charakteristischen Wärmedissipationsdauer zur Aufenthaltsdauer eines Materialpunkts im Reibkontakt:

$$Pe = \frac{v_R \cdot r_D}{a} \quad (165)$$

Sie hängt vom Außenradius  $r_D$  der Dichtspitze, von der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  sowie von der Temperaturleitfähigkeit  $a$  ab. Da letztere eine Funktion der Dichtspitzentemperatur in der Kontaktstelle ist, nimmt auch die Peclet-Zahl mit steigender Temperatur zu (vgl. Abbildung 73b). Mit steigender Peclet-Zahl verbringt der Materialpunkt weniger Zeit in der Reibkontaktzone, so dass die Temperaturerhöhung geringer ausfällt. Für sehr hohe Peclet-Zahlen strebt der Temperaturerhöhungsfaktor gegen den Wert null. Die eingezeichneten Punkte in Abbildung 73a entsprechen jeweils den mittleren Temperaturerhöhungsfaktoren in der Dichtspitze für die Prüfstandsbedingungen bei angenommenen Werkstofftemperaturen in der Kontaktfläche von 200 °C. Selbst bei einer Reibgeschwindigkeit von 165 m/s liegt der Temperaturerhöhungsfaktor noch zwischen 0,5 und 1,1 und ist somit nicht vernachlässigbar.



- a) Mittlerer Temperaturerhöhungsfaktor für die Dichtspitze als Funktion der Peclet-Zahl  
 b) Peclet-Zahl als Funktion der Werkstofftemperatur für 42CrMo4

**Abbildung 73:** Abhängigkeit des mittleren Temperaturerhöhungsfaktors für die Dichtspitze als Funktion der Peclet-Zahl für die 0,4 mm und 0,6 mm dicken Metallbleche (links) sowie die Temperaturabhängigkeit der Peclet-Zahl für den Dichtspitzenwerkstoff 42CrMo4 (rechts)

### 8.13 Analytische Abschätzung des Temperaturerhöhungsfaktors: Metallblech

Mit Hilfe vereinfachender Annahmen lässt sich der Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T, S}^*$  im Blech analytisch abschätzen. Voraussetzung hierfür sind ein zeitkonstanter Wärmestrom in das Metallblech, temperaturunabhängige Werkstoffeigenschaften und die Vernachlässigung von konvektiven und radiativen Wärmeübergängen an den Seitenflächen des Blechs. Unter diesen Voraussetzungen gilt das Superpositionsprinzip, so dass die aus verschiedenen Wärmeströmen resultierenden Temperaturerhöhungen linear addiert werden können:

$$\Delta T(\dot{q}_{tot} = \dot{q}_1 + \dot{q}_2) = \Delta T(\dot{q}_1) + \Delta T(\dot{q}_2) \quad (166)$$

Die instationäre, eindimensionale Fourier-Gleichung lautet:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (167)$$

wobei  $x$  der vertikale Abstand von der Wärmeeintragsstelle ( $0 \leq x \leq H$ ),  $H$  die Blechhöhe,  $T$  die Blechtemperatur,  $t$  die Zeit und  $a$  die Temperaturleitfähigkeit des Blechwerkstoffs ist. Unter der Annahme eines zeitlich konstanten Wärmestroms  $\dot{q}$  an der Stelle  $x = 0$  ergeben sich die folgenden Randbedingungen:

$$-\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \dot{q}, \quad x = 0 \quad (168)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = H \quad (169)$$

sowie die Anfangsbedingung:

$$T = T_0, \quad 0 \leq x \leq H, \quad t = 0 \quad (170)$$

Durch Variablentrennung kann die zeitabhängige Lösung dieses Problems für isentrope und temperaturunabhängige Werkstoffeigenschaften sowie einen zeitkonstanten Wärmestrom gefunden werden [57]:

$$\theta(X, Fo) = Fo + \frac{X^2}{2} - X + \frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(n \cdot \pi \cdot X)}{n^2} \cdot e^{-(n \cdot \pi)^2 \cdot Fo} \quad (171)$$

Dabei entspricht der Parameter  $\theta$  der dimensionslosen Temperaturerhöhung:

$$\theta = \frac{T - T_0}{\dot{q} \cdot \frac{H}{\lambda}} \quad (172)$$

$Fo$  ist die Fourier-Zahl:

$$Fo = \frac{a \cdot t}{H^2} \quad (173)$$

Der Parameter  $X$  entspricht der dimensionslosen Distanz von der Wärmeeintragsstelle  $x$ :

$$X = \frac{x}{H} \quad (174)$$

An der Wärmeeintragsstelle mit  $X = 0$  ergibt sich somit die folgende zeitabhängige Temperaturerhöhung:

$$\theta(0, Fo) = \frac{T - T_0}{\dot{q} \cdot \frac{H}{\lambda}} = Fo + \frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \cdot e^{-(n \cdot \pi)^2 \cdot Fo} \quad (175)$$

Nach einer Zeit  $t$  ergibt sich bei einem zeitlich konstanten flächenspezifischen Wärmestrom  $\dot{q}_{AA}^S$  die folgende Blechtemperatur in der Wärmeeintragsstelle:

$$T_{AA}^S(\dot{q} = \dot{q}_{AA}^S) = \theta(0, Fo_{AA}) \cdot \dot{q}_{AA}^S \cdot \frac{H}{\lambda} + T_0^S \quad (176)$$

mit

$$0 \leq Fo_{AA} \leq \frac{a \cdot t_R}{H^2} \quad (177)$$

Dabei ist  $t_R$  die Gesamtdauer des Anstreifvorgangs und somit des Wärmeeintrags ist. Für einen zeitlich periodischen Wärmeeintrag  $\dot{q}_{AC}^S$  in das Blech, wie er beim Anstreifen gemäß den experimentellen Untersuchungen in Kapitel 3 zu erwarten ist, ergibt sich auch ein periodisch schwankender Anstieg der Blechtemperatur  $T_{AC}^S$  in der Wärmeeintragsstelle. Unter Anwendung des Superpositionsprinzips lässt sich diese Temperatur als Summe der Temperatur  $T_{AA}^S$ , die aus einem zeitlich gemittelten Wärmestrom  $\dot{q}_{AA}^S$  resultiert, und der Temperaturerhöhung  $\Delta T_{AC}^S$ , die aus dem kurzzeitig wirkenden zusätzlichen Wärmeeintrag  $\Delta \dot{q}_{AC}^S$  resultiert, berechnen:

$$T_{AC}^S(\dot{q} = \dot{q}_{AC}^S) = T_{AA}^S(\dot{q} = \dot{q}_{AA}^S) + \Delta T_{AC}^S(\dot{q} = \dot{q}_{AC}^S - \dot{q}_{AA}^S) \quad (178)$$

Die flächenspezifischen Wärmeströme hängen wie folgt zusammen:

$$\dot{q}_{AC}^S = \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} \cdot \dot{q}_{AA}^S \quad (179)$$

Dabei beschreibt der Parameter  $\varphi_{ec}$  die Größe des Umfangssegments, über welches der Wärmeeintrag in das Blech erfolgt. Die dazugehörige Zeitdauer  $t_{\varphi_{ec}}^*$ , über welche dieser periodische Wärmeeintrag pro Rotorumdrehung wirkt, hängt neben der Größe des Umfangssegments auch vom Rotorradius  $r_D$  und der Reibgeschwindigkeit  $v_R$  ab:

$$t_{\varphi_{ec}}^* = \frac{\varphi_{ec} \cdot r_D}{v_R} \quad (180)$$

Die Temperaturerhöhung  $\Delta T_{AC}^S$  lässt sich unter Anwendung von Gleichung (176) und (179) wie folgt berechnen:

$$\Delta T_{AC}^S = \theta(0, Fo_{AC}) \cdot \dot{q}_{AA}^S \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} - 1 \right) \cdot \frac{H}{\lambda} \quad (181)$$

mit

$$0 \leq Fo_{AC} \leq \frac{a \cdot t_{\varphi_{ec}}^*}{H^2} \quad (182)$$

Somit ergibt sich der dimensionslose Temperaturerhöhungsfaktor in der Wärmeeintragsstelle mit  $X = 0$  zu:

$$f_{\Delta T, S}^* = \frac{T_{AC}^S - T_{AA}^S}{T_{AA}^S} = \frac{T_{AA}^S + \Delta T_{AC}^S - T_{AA}^S}{T_{AA}^S} = \frac{\Delta T_{AC}^S}{T_{AA}^S} \quad (183)$$

$$f_{\Delta T, S}^* = \frac{\theta(0, Fo_{AC}) \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} - 1 \right)}{\theta(0, Fo_{AA}) + \frac{T_0^S \cdot \lambda}{\dot{q}_{AA}^S \cdot H}} \quad (184)$$

Für Anstreifvorgänge mit sehr hohen Reibwärmeeinträgen in das Blech (vgl. Kapitel 3) ist der zweite Term des Nenners meist vernachlässigbar klein und es gilt näherungsweise:

$$f_{\Delta T, S}^*(Fo_{AA}, Fo_{AC}, \varphi_{ec}) = \frac{\theta(0, Fo_{AC}) \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi}{\varphi_{ec}} - 1 \right)}{\theta(0, Fo_{AA})} \quad (185)$$

Der Temperaturerhöhungsfaktor ist somit unter den angenommenen Bedingungen keine Funktion des Reibwärmestroms und ergibt sich neben den geometrischen Abmessungen vor allem aus der Anstreifdauer  $t$ , der Zeitdauer während des periodischen Wärmeeintrags  $t^*$  und der Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$ . Für den in Kapitel 4 dieser Arbeit entwickelten Modellierungsansatz muss ein über die Zeitdauer  $t_{\varphi_{ec}}^*$  gemittelter Temperaturerhöhungsfaktor bestimmt werden:

$$\overline{f_{\Delta T, S}^*}(Fo_{AA}, \varphi_{ec}) = \frac{H^2}{a \cdot t_{\varphi_{ec}}^*} \cdot \int_{Fo_{AC}=0}^{Fo_{AC}=\frac{a \cdot t_{\varphi_{ec}}^*}{H^2}} f_{\Delta T, S}^*(Fo_{AA}, Fo_{AC}, \varphi_{ec}) \cdot dFo_{AC} \quad (186)$$

Über die gesamte Anstreifdauer  $t_R$  gemittelt ergibt sich:

$$\overline{f_{\Delta T,S}^*}(\varphi_{ec}) = \frac{H^2}{a \cdot t_R} \cdot \int_{Fo_{AA}=0}^{Fo_{AA}=\frac{a \cdot t_R}{H^2}} \overline{f_{\Delta T,S}^*}(Fo_{AA}, \varphi_{ec}) \cdot dFo_{AA} \quad (187)$$

Da neben der Größe des Umfangssegments  $\varphi_{ec}$  auch die Anstreifdauer  $t_R$  und die Reibgeschwindigkeit für alle Anstreifsznarien unterschiedlich groß ausfallen, ergeben sich für jedes Anstreifsznario unterschiedliche mittlere Temperaturerhöhungsfaktoren für das Metallblech.

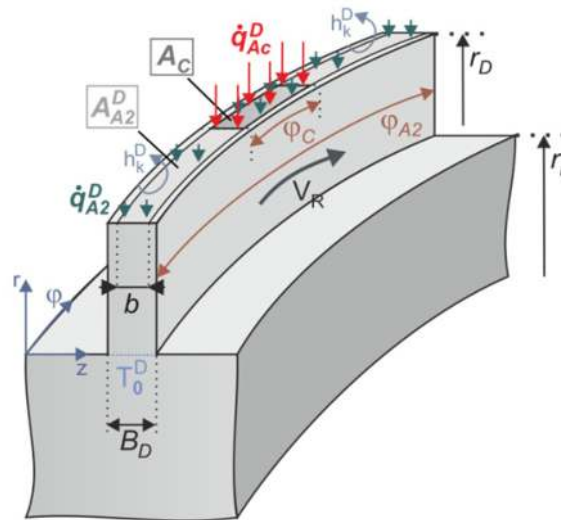
## 8.14 Analytische Abschätzung des Temperaturerhöhungsfaktors: Dichtspitze

Im Folgenden wird mit Hilfe analytischer Überlegungen abgeschätzt, wie groß der thermische Widerstand  $R_{b,2}^D$  bzw. der Temperaturerhöhungsfaktor  $f_{\Delta T,D,2}^*$  in der Dichtspitze, der die Wirkung der Relativbewegung des Wärmeeintrags auf die Reibtemperaturen berücksichtigt, ausfällt (vgl. Kapitel 4.3.2). Für vereinfachte Geometrien und isentrope Werkstoffeigenschaften lässt sich der thermische Widerstand  $R_{b,2}$  analytisch durch die Lösung der folgenden instationären Fourier-Gleichung berechnen [94]:

$$\lambda \cdot \nabla^2 T = \rho \cdot c_v \cdot \frac{DT}{Dt} = \rho \cdot c_v \cdot \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_R \cdot \nabla T \right) \quad (188)$$

Um die Anwendbarkeit der analytischen Lösungen zu ermöglichen, wird entsprechend Abbildung 74 vereinfachend eine senkrechte Dichtspitze der Breite  $B_D$  angenommen. Die Dichtspitze erfährt auf der Oberseite ( $r = r_D$ ) im Segmentwinkel  $-\varphi_C/2 \leq \varphi \leq \varphi_C/2$  über die Breite  $-b/2 \leq z \leq b/2$  einen mittig positionierten Reibwärmeeintrag  $\dot{q}_{Ac}^D$ , welcher sich mit der Relativgeschwindigkeit  $v_R$  in Umfangsrichtung bewegt. Der Winkel  $\varphi_C$  ergibt sich für den Anstreifvorgang zwischen einem Metallblech und der Dichtspitze aus der Länge  $L$  des Metallblechs und dem Rotorradius  $R$  (vgl. Kapitel 8.1 im Anhang). Die konvektive Wärmeabfuhr an der zum Zeitpunkt  $t$  nicht in Kontakt stehenden Spitzenoberfläche wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten  $h_k^D$  berücksichtigt. Die Konvektion an der Seitenfläche der Labyrinthspitze muss hingegen vernachlässigt werden, um die Differentialgleichung lösen zu können. Am Fuß der senkrechten Dichtspitze ( $r = r_i$ ) wird die zeitlich konstante Temperatur  $T_0^D$  angenommen, die als Wärmesenke für die konduktive Wärmeabfuhr aus der Wärmeeintragszone wirkt. Für die analytischen Überlegungen wird über die Wärmeeintragsfläche eine gleichförmige Intensitätsverteilung und ein zeitlich konstanter Wärmeeintrag  $\dot{q}_{Ac}^D$  angenommen. Untersuchungen von Hamraoui et al. haben gezeigt, dass die Form der Intensitätsverteilung für große Peclet-Zahlen über 1000, welche in Labyrinthdichtungen in der Regel weit übertroffen werden, vernachlässigbar ist und stattdessen in sehr guter Näherung mit einer uniformen Intensitätsverteilung gerechnet werden kann [73].

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass für die folgende Betrachtung keine Kopplungseffekte zwischen den Reibkörpern durch Wärmeübergänge in der Kontaktfläche berücksichtigt werden. Stattdessen wird ein vom Stator vollkommen unabhängiges Wärmeleitproblem betrachtet. Für die analytischen Betrachtungen müssen die Werkstoffeigenschaften vereinfachend als konstant und somit temperaturunabhängig angenommen werden.



**Abbildung 74:** Betrachtete Geometrie und Randbedingungen für die analytische Abschätzung des thermischen Widerstands der bewegten Wärmequelle für die Dichtspitze

Für die nachfolgende Betrachtung gelten die folgenden Zusammenhänge:

- Der zeit- und flächengemittelte flächenspezifische effektive Ersatzwärmestrom  $\dot{q}_{A_{A2}}^D$  ergibt sich zu:

$$\dot{q}_{A_{A2}}^D = \frac{\dot{q}_{A_C}^D \cdot A_C}{A_{A2}^D} = \frac{\dot{q}_{A_C}^D \cdot \varphi_C}{\varphi_{A2}} \quad (189)$$

- Die dimensionslose Biot-Zahl  $Bi$  beschreibt die konvektiven Wärmeübergangsverhältnisse und berechnet sich mit dem Konvektionskoeffizienten  $h_k^D$  und dem äußeren Spitzenradius  $r_D$  zu:

$$Bi = \frac{h_k^D \cdot r_D}{\lambda} \quad (190)$$

- Die dimensionslose Peclet-Zahl  $Pe$  ergibt sich zu:

$$Pe = \frac{\omega \cdot r_D^2}{a} = \frac{v_R \cdot r_D}{a} \quad (191)$$

Sie verknüpft die kinematischen Kontaktbedingungen (Reibgeschwindigkeit und Geometrie) mit der Temperaturleitfähigkeit des Werkstoffs

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_v} \quad (192)$$

Aus physikalischer Sicht beschreibt die Peclet-Zahl das Verhältnis der charakteristischen Wärmedissipationsdauer zur Aufenthaltsdauer eines Materialpunkts im Reibkontakt. Mit steigender Peclet-Zahl verbringt der Materialpunkt weniger Zeit in der Reibkontaktzone, so dass die Temperaturerhöhung geringer ausfällt.

- Der Ursprung des betrachteten Zylinderkoordinatensystems  $(r, \varphi, z)$  soll im Rotormittelpunkt in der Mitte der Wärmeeintragsfläche  $A_C$  liegen.

Aus den analytischen Lösungen von Hamraoui et al. lässt sich der folgende Zusammenhang für den thermischen Widerstand herleiten [72]:

$$\begin{aligned}
 R_{b,2}^D &= \frac{(\bar{T}_{Ac}^D - \bar{T}_{AA2}^D)}{\dot{q}_{AA2}^D} \\
 &= \frac{2 \cdot r_D}{\lambda} \\
 &\cdot \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left( T_{0,n}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi_c \right) - T_{0,n}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{AA2}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi_c = \varphi_{A2} \right) \right) \right. \\
 &\cdot \cos \left( \frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot z}{B_D} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} \text{Real} \left( T_{m,0}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi_c \right) \cdot e^{\frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot \varphi \cdot i}{\varphi_{A2}}} \right) \\
 &+ 2 \\
 &\cdot \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \cos \left( \frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot z}{B_D} \right) \right. \\
 &\cdot \left. \sum_{m=1}^{\infty} \text{Real} \left( T_{m,n}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi_c \right) \cdot e^{\frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot \varphi \cdot i}{\varphi_{A2}}} \right) \right\} \left. \right\} \quad (193)
 \end{aligned}$$

Die Summenterme lassen sich zu einem Term  $S_{m,n}^*$  zusammenfassen:

$$R_{b,2}^D = \frac{(\bar{T}_{Ac}^D - \bar{T}_{AA2}^D)}{\dot{q}_{AA2}^D} = \frac{2 \cdot r_D}{\lambda} \cdot S_{m,n}^* \quad (194)$$

Für die transformierten Temperaturen gilt:

$$T_{0,n}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi \right) = \frac{\dot{q}_{0,n}^{**}(\dot{q}_{Ac}^D, \varphi)}{\dot{q}_{AA2}^D} \cdot Z_{0,n}^{**}(\nu, z) \quad (195)$$

$$T_{m,0}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi \right) = \frac{\dot{q}_{m,0}^{**}(\dot{q}_{Ac}^D, \varphi)}{\dot{q}_{AA2}^D} \cdot Z_{m,0}^{**}(\nu, z) \quad (196)$$

$$T_{m,n}^{**} \left( \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D}, \varphi \right) = \frac{\dot{q}_{m,n}^{**}(\dot{q}_{Ac}^D, \varphi)}{\dot{q}_{AA2}^D} \cdot Z_{m,n}^{**}(\nu, z) \quad (197)$$

Mit den transformierten Reibwärmeströmen:

$$\frac{\dot{q}_{0,n}^{**}(\dot{q}, \varphi)}{\dot{q}_{AA2}^D} = \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D} \cdot \frac{\varphi_c \cdot \sin \left( \frac{n \cdot \pi \cdot b}{B_D} \right)}{\varphi_{A2} \cdot n \cdot \pi} \quad (198)$$

$$\frac{\dot{q}_{m,0}^{**}(\dot{q}, \varphi)}{\dot{q}_{AA2}^D} = \frac{\dot{q}_{Ac}^D}{\dot{q}_{AA2}^D} \cdot \frac{b \cdot \sin \left( \frac{m \cdot \pi \cdot \varphi_c}{\varphi_{A2}} \right)}{B_D \cdot m \cdot \pi} \quad (199)$$



$$\frac{\dot{q}_{m,n}^{**}(\dot{q}, \varphi)}{\dot{q}_{AA_2}^D} = \frac{\dot{q}_{AC}^D}{\dot{q}_{AA_2}^D} \cdot \frac{\sin\left(\frac{m \cdot \pi \cdot \varphi_c}{\varphi_{A2}}\right) \cdot \sin\left(\frac{n \cdot \pi \cdot b}{B_D}\right)}{n \cdot m \cdot \pi^2} \quad (200)$$

Und mit:

$$Z_{m,n}^{**}(v, z) = \frac{\{I_v(z_r) \cdot K_v(z_{r_i}) - I_v(z_{r_i}) \cdot K_v(z_r)\}}{\{I'_v(z_{r_D}) \cdot K_v(z_{r_i}) - I_v(z_{r_i}) \cdot K'_v(z_{r_D})\} + Bi \cdot \{I_v(z_{r_D}) \cdot K_v(z_{r_i}) - I_v(z_{r_i}) \cdot K_v(z_{r_D})\}} \quad (201)$$

Dabei ist  $r_i$  der Radius des Fußes der senkrechten Dichtspitze und  $I_v(z_r)$  bzw.  $K_v(z_r)$  sind jeweils die modifizierten Besselfunktionen erster bzw. zweiter Gattung der Ordnung  $v$  mit dem komplexen Argument  $z_r$ . Die Ordnung der Besselfunktion ergibt sich zu:

$$v = \frac{m \cdot \pi}{\varphi_{A2}} \quad (202)$$

Das komplexe Argument ergibt sich zu:

$$z_r = \frac{r}{r_D} \cdot \sqrt{\left(\frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot r_D}{B_D}\right)^2 + \frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot i \cdot Pe}{\varphi_{A2}}} \quad (203)$$

Weiterhin gilt:

$$I'_v(z_{r_D}) = I_v(z_{r_D}) + \sqrt{\left(\frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot r_D}{B_D}\right)^2 + \frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot i \cdot Pe}{\varphi_{A2}}} \cdot I_{v+1}(z_{r_D}) \quad (204)$$

$$K'_v(z_{r_D}) = K_v(z_{r_D}) - \sqrt{\left(\frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot r_D}{B_D}\right)^2 + \frac{2 \cdot m \cdot \pi \cdot i \cdot Pe}{\varphi_{A2}}} \cdot K_{v+1}(z_{r_D}) \quad (205)$$

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass der Summenterm  $S_{m,n}^*$  von  $R_{b,2}^D$  in Gleichung (192) nicht vom Absolutwert des Reibwärmeeintrags  $\dot{q}_{AC}^D$  abhängt, sondern neben den geometrischen Parametern nur von der dimensionslosen Peclet- und Biot-Zahl sowie dem Verhältnis der Reibwärmeströme  $\dot{q}_{AC}^D/\dot{q}_{AA_2}^D$ , welches wiederum durch die geometrischen Verhältnisse definiert ist. In vielen Fällen bietet es sich an, statt dem dimensionsbehafteten thermischen Widerstand  $R_{b,2}^D$  die dimensionslose relative Temperaturdifferenz zu verwenden:

$$f_{\Delta T, D, 2}^* = \frac{(\bar{T}_{AC}^D - \bar{T}_{AA_2}^D)}{\bar{T}_{AA_2}^D} = \frac{R_{b,2}^D \cdot \dot{q}_{AA_2}^D}{\bar{T}_{AA_2}^D} = \frac{2 \cdot S_{m,n}^*}{\frac{b}{B_D} \cdot \frac{\ln\left(\frac{r}{r_i}\right)}{1 + Bi \cdot \ln\left(\frac{r_D}{r_i}\right)} + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} T_{0,n}^{**}\left(\frac{\dot{q}_{AA_2}^D}{\dot{q}_{AA_2}^D}, \varphi_{A2}\right) \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot n \cdot \pi \cdot z}{B_D}\right)} \quad (206)$$

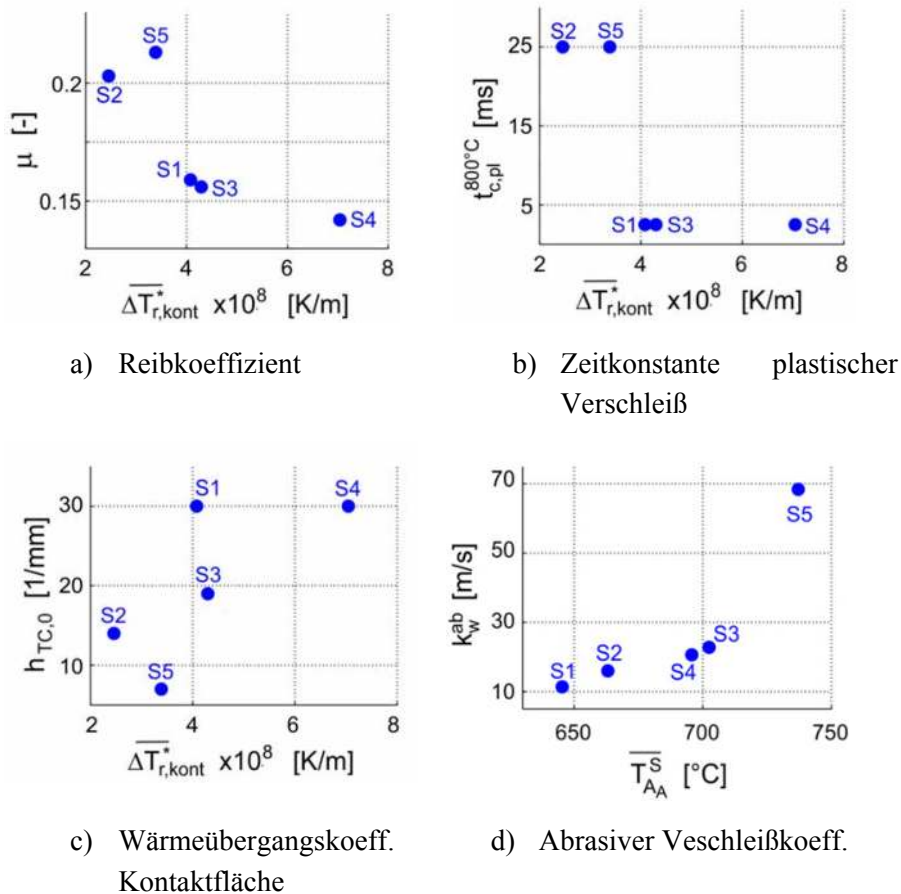
Auch diese relative Temperaturdifferenz ist von der Höhe des Reibwärmeeintrags  $\dot{q}_{AC}^D$  unabhängig und ergibt sich alleine aus den geometrischen Verhältnissen sowie der dimensionslosen Peclet- und Biot-Zahl. Für konstant bleibende geometrische Verhältnisse, Pecletzahl und Biotzahl muss der thermische Widerstand  $R_{b,2}^D$  bzw. die relative

Temperaturdifferenz  $f_{\Delta T, D, 2}^*$  deshalb nur einmalig vor der Simulation des Anstreifvorgangs bestimmt werden. Dies gilt bei bewegten Wärmequellen sowohl für die Dichtspitze mit den zwei thermischen Widerständen  $R_{b,1}^D$  und  $R_{b,2}^D$  als auch für den Stator  $R_b^S$  (vgl. Wärmewiderstandsschema in Abbildung 25). Bezüglich des Verhältnisses der Reibwärmeströme zueinander gilt:

$$\frac{\dot{q}_{AC}^D}{\dot{q}_{AA_2}^D} = \frac{A_{A_2}}{A_C} = \frac{2 \cdot \pi \cdot B_D}{\varphi_C \cdot b} \quad (207)$$

## 8.15 Abhängigkeit der tribologischen Modellparameter von den Reibtemperaturen

In Abbildung 75 sind die tribologischen Modellparameter für alle Anstreifsznarien den mittleren relativen Blitztemperaturerhöhungen  $\overline{\Delta T_{r, kont}^*}$  mit kontinuierlichem Wärmeeintrag gegenübergestellt.



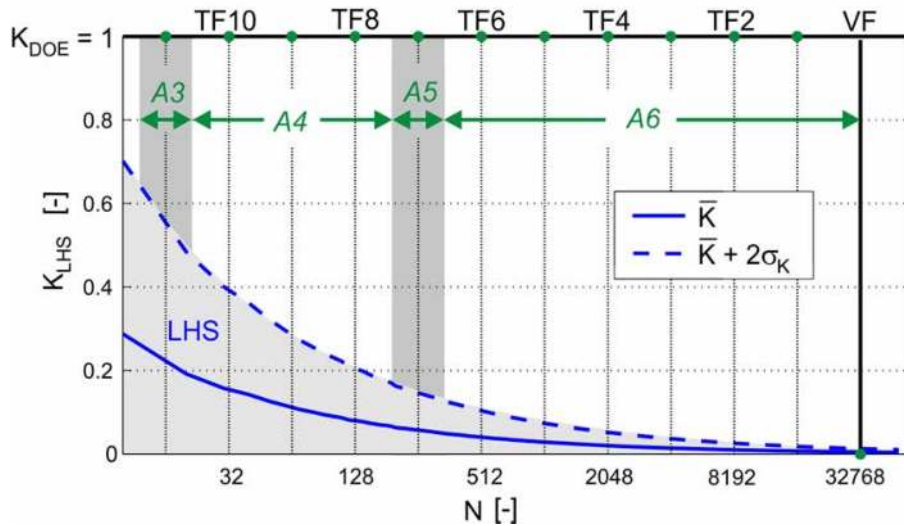
**Abbildung 75:** Abhängigkeit der kalibrierten tribologischen Modellparameter von den maximalen relativen Blitztemperaturerhöhungen für einen kontinuierlichen Wärmeeintrag (a, b, c) bzw. von den Blechtemperaturen in der scheinbaren Kontaktfläche (d)

## 8.16 Auswahl der statistischen Versuchspläne

Mit dem Einsatz von statistischer Versuchsplanung lassen sich die Haupteinflüsse und Wechselwirkungen zwischen den Einflussgrößen eines Systems mit einer möglichst geringen Anzahl an Versuchsdurchläufen oder Simulationen quantifizieren. Mit abnehmender Anzahl an Versuchs- oder Simulationsdurchläufen sinkt die Aussagekraft der Daten, da Mehrfachwechselwirkungen zwischen den Parametern auf Grund zu starker Korrelationen untereinander nicht mehr von den Haupteinflüssen oder von anderen Wechselwirkungen unterscheidbar sind. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 76 für ein System mit 15 Einflussfaktoren dargestellt, wobei die x-Achse mit der Anzahl der erforderlichen Datenpunkte  $N$  logarithmisch aufgetragen ist. Dargestellt ist der Korrelationskoeffizient  $K$  zwischen den Haupteinflussfaktoren und den zweifach- bzw. dreifach-Wechselwirkungen der Eingangsgrößen des Systems als Funktion der Anzahl an Datenpunkten  $N$ .

In Abbildung 76 ist zum einen die Abhängigkeit der Auflösung des teilfaktoriellen Versuchsplans mit unterschiedlicher Faltung von der Anzahl an Datenpunkten  $N$  dargestellt. Ein teilfaktorieller Versuchsplan mit Faltung acht (TF8) erfordert zum Beispiel 128 Versuchsdurchläufe und erreicht eine maximale Auflösung von vier (A4). Letzere bedeutet, dass nur die Haupteinflussfaktoren ( $x_i$ ) und die zweifach-Wechselwirkungen ( $x_i \cdot x_j$ ) klar voneinander unterschieden werden können. Jedoch lassen sich die dreifach-Wechselwirkungen ( $x_i \cdot x_j \cdot x_k$ ) für diese Auflösung nicht eindeutig von den Haupteinflussfaktoren ( $x_i$ ) unterscheiden, da sie teilweise direkt miteinander korrelieren (Korrelationskoeffizient  $K_{DOE} = 1$ ). Gleiches gilt für die zweifach-Wechselwirkungen ( $x_i \cdot x_j$ ) untereinander, welche teilweise ebenfalls direkt miteinander korrelieren. Eine Auflösung von sechs (A6) ist für einen teilfaktoriellen Versuchsplan mindestens erforderlich, damit Haupteinflussfaktoren, zweifach-Wechselwirkungen und dreifach-Wechselwirkungen unverwechselbar sind. Sollen alle Haupteinflussfaktoren und mehrfach-Wechselwirkungen eindeutig bestimmbar sein ist ein vollfaktorieller Versuchsplan (VF) notwendig. In diesem Fall besteht keine Korrelation zwischen den verschiedenen Eingangsgrößen und all ihren Mehrfachwechselwirkungen ( $K_{DOE} = 0$ ).

Für die *Latin Hypercube* Versuchspläne ist auf Grund der zufälligen Punktverteilung keine eindeutige Bestimmung der Auflösung möglich. Hier besteht ein kontinuierlicher Abfall der auftretenden Korrelationskoeffizienten zwischen den Eingangsgrößen und ihren Wechselwirkungen mit zunehmender Anzahl verfügbarer Datenpunkte, welcher in Abbildung 76 durch die Kurvenverläufe dargestellt ist. Die durchgezogene Linie entspricht den mittleren absoluten Korrelationskoeffizienten  $\bar{K}$  zwischen den Eingangsgrößen und allen möglichen zweifach- oder dreifach-Wechselwirkungen, wobei die gestrichelte Kurve die Streuung der absoluten Korrelationskoeffizienten mit zwei Standardabweichungen  $\sigma_K$  kennzeichnet. Für 512 Datenpunkte treten immer noch Korrelationskoeffizienten über 0,1 auf.



**Abbildung 76:** Abhängigkeit der Auflösung bzw. des maximalen Korrelationskoeffizienten von der Anzahl an Versuchsdurchläufen für zweistufige teilfaktorielle Versuchspläne und für *Latin-Hypercubes* (TF = Teilfaktoriell, VF = Vollfaktoriell, A = Auflösung, LHS = *Latin Hypercube Sample*)

Je nach Anforderungen an die Sensitivitätsstudie muss der passende Simulationsplan ausgewählt werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Effekte der 15 Einflussfaktoren sowie ihre zweifach- und dreifach-Wechselwirkungen untereinander eindeutig bestimmbar sein. Für einen zweistufigen teilfaktoriellen Versuchsplan erfordert dies mindestens eine Auflösung von sechs (A6), was bei 15 Einflussgrößen einer Faltung von sechs (TF6) entspricht und 512 Simulationsdurchläufe verlangt (vgl. Abbildung 76). Bei identischer Anzahl an Datentupeln sind mit einem *Latin Hypercube* Korrelationskoeffizienten über 0,1 möglich. Das bedeutet, dass die Haupteinflussfaktoren und Wechselwirkungen teilweise leicht miteinander korrelieren. Ein Korrelationskoeffizient von 0,1 ist jedoch sehr gering, so dass eine zuverlässige Ermittlung der wichtigsten Einflussfaktoren dennoch möglich ist.

## 8.17 Weitere Ergebnistabellen der Sensitivitätsstudie

**Tabelle 11:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)					
$s_f = 1,0 \text{ mm}$					
	Nr.	Kontaktdruck		Verschleißverhältnis	
		$\bar{p}_c$		$w_a/w_{tot}$	
HF	1	$\mu$	-0,588	$f_E^S$	-0,537
	2	$\beta_i$	-0,468	$\mu$	-0,451
	3	$h_{TC,0}$	0,313	$\beta_i$	-0,354
	4	$f_\lambda^S$	0,281	$k_W^{ab}$	0,320
	5	$f_E^S$	-0,274	$h_{TC,0}$	0,240
	6	$f_\lambda^D$	0,208	$f_\lambda^S$	0,207
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,141	$f_\lambda^D$	0,159
	8	$k_S$	0,100	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,112
	9	$t_{c,pl}$	0,092	$k_S$	0,096
	10	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,062	$t_{c,pl}$	0,093
WW	1	$\mu \cdot \beta_i$	0,106	$\mu \cdot f_E^S$	0,145
	2	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,094	$k_W^{ab} \cdot f_E^S$	-0,108
	3	$\mu \cdot f_\lambda^S$	-0,069	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,092
	4	$\mu \cdot f_\lambda^D$	-0,068	$\mu \cdot k_W^{ab}$	-0,090
	5	$\mu \cdot f_E^S$	0,065	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,082
	6	$h_{TC,0} \cdot f_\lambda^D$	0,057	$\beta_i \cdot k_W^{ab}$	-0,073

**Tabelle 12:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeverteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)							
$s_f = 1,0 \text{ mm}$							
	Nr.	Wärmeverteilung		Blechtemperatur		Spitztemperatur	
		$\overline{\beta_{eff}}$		$\overline{T_{AA}^S}$		$\overline{T_{AA}^D}$	
HF	1	$\beta_i$	0,645	$\mu$	0,523	$\beta_i$	-0,614
	2	$h_{TC,0}$	-0,395	$\beta_i$	0,417	$h_{TC,0}$	0,393
	3	$f_E^S$	0,374	$f_E^S$	0,320	$f_E^S$	-0,352
	4	$\mu$	0,321	$h_{TC,0}$	-0,282	$f_\lambda^S$	0,322
	5	$f_\lambda^D$	-0,212	$f_{\Delta T}^{*,S}$	-0,250	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,280
	6	$f_\lambda^S$	-0,169	$f_\lambda^S$	-0,247	$\mu$	-0,242
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,111	$k_S$	0,185	$f_\lambda^D$	-0,106
	8	$f_{\Delta T}^{*,D}$	0,048	$f_\lambda^D$	-0,185	$k_S$	0,103
	9	$k_S$	-0,044	$t_{c,pl}$	0,162	$t_{c,pl}$	0,099
	10	$t_{c,pl}$	-0,037	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,090	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,082
WW	1	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,154	$\mu \cdot f_E^S$	-0,128	$\beta_i \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,081
	2	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,150	$\mu \cdot \beta_i$	-0,125	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,064
	3	$\mu \cdot \beta_i$	0,139	$\mu \cdot h_{TC,0}$	0,102	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,063
	4	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,091	$\mu \cdot f_\lambda^D$	0,083	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	0,050
	5	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	-0,050	$\mu \cdot f_\lambda^S$	0,075	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,048
	6	$\mu \cdot f_E^S$	0,047	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	0,075	$\mu \cdot \beta_i \cdot f_E^S$	0,046

**Tabelle 13:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)					
$s_f = 0,5 \text{ mm}$					
	Nr.	Kontaktdruck		Verschleißverhältnis	
		$\bar{p}_c$		$w_a/w_{tot}$	
HF	1	$\mu$	-0,597	$f_E^S$	-0,542
	2	$\beta_i$	-0,477	$\mu$	-0,461
	3	$h_{TC,0}$	0,308	$\beta_i$	-0,370
	4	$f_\lambda^S$	0,289	$k_W^{ab}$	0,334
	5	$f_E^S$	-0,265	$h_{TC,0}$	0,228
	6	$f_\lambda^D$	0,192	$f_\lambda^S$	0,207
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,141	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,102
	8	$k_S$	0,108	$k_S$	0,090
	9	$t_{c,pl}$	0,100	$t_{c,pl}$	0,082
	10	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,061	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,061
WW	1	$\mu \cdot \beta_i$	0,100	$\mu \cdot f_E^S$	0,150
	2	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,088	$k_W^{ab} \cdot f_E^S$	-0,108
	3	$\mu \cdot f_\lambda^S$	-0,067	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,101
	4	$\mu \cdot k_S$	-0,059	$\mu \cdot k_W^{ab}$	-0,091
	5	$\mu \cdot f_\lambda^D$	-0,058	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,081
	6	$\mu \cdot f_E^S$	0,057	$\beta_i \cdot k_W^{ab}$	-0,075

**Tabelle 14:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für den teilfaktoriellen Versuchsplan für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 0,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

DOE (Faltung 6, 512 Datenpunkte)							
$s_f = 0,5 \text{ mm}$							
	Nr.	Wärmeaufteilung		Blechtemperatur		Spitztemperatur	
		$\overline{\beta_{eff}}$		$\overline{T_{AA}^S}$		$\overline{T_{AA}^D}$	
HF	1	$\beta_i$	0,662	$\mu$	0,538	$\beta_i$	-0,624
	2	$h_{TC,0}$	-0,392	$\beta_i$	0,432	$h_{TC,0}$	0,384
	3	$f_E^S$	0,370	$f_E^S$	0,318	$f_E^S$	-0,337
	4	$\mu$	0,309	$h_{TC,0}$	-0,275	$f_\lambda^S$	0,325
	5	$f_\lambda^D$	-0,204	$f_\lambda^S$	-0,248	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,306
	6	$f_\lambda^S$	-0,162	$f_{\Delta T}^{*,S}$	-0,229	$\mu$	-0,214
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,112	$k_S$	0,200	$k_S$	0,115
	8	$k_S$	-0,051	$f_\lambda^D$	-0,171	$t_{c,pl}$	0,105
	9	$f_{\Delta T}^{*,D}$	0,050	$t_{c,pl}$	0,159	$f_\lambda^D$	-0,098
	10	$t_{c,pl}$	-0,040	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,091	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,078
WW	1	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,151	$\mu \cdot f_E^S$	-0,126	$\beta_i \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,087
	2	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,147	$\mu \cdot \beta_i$	-0,125	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,059
	3	$\mu \cdot \beta_i$	0,136	$\mu \cdot h_{TC,0}$	0,100	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,056
	4	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,090	$\mu \cdot f_\lambda^S$	0,075	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	0,048
	5	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	-0,048	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	0,074	$\mu \cdot \beta_i \cdot f_E^S$	0,087
	6	$\mu \cdot f_E^S$	0,045	$\beta_i \cdot f_E^S$	-0,073	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,046



**Tabelle 15:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

LHS (512 Datenpunkte)					
$s_f = 1,5 \text{ mm}$					
	Nr.	Kontaktdruck		Verschleißverhältnis	
		$\bar{p}_c$		$w_a/w_{tot}$	
HF	1	$\mu$	-0,597	$f_E^S$	-0,556
	2	$\beta_i$	-0,470	$\mu$	-0,484
	3	$h_{TC,0}$	0,341	$\beta_i$	-0,371
	4	$f_E^S$	-0,313	$k_W^{ab}$	0,291
	5	$f_\lambda^S$	0,278	$h_{TC,0}$	0,276
	6	$f_\lambda^D$	0,191	$f_\lambda^S$	0,213
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,110	$f_\lambda^D$	0,154
	8	$t_{c,pl}$	0,072	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,083
	9	$k_S$	0,065	$k_S$	0,074
	10	$h_k$	0,063	$t_{c,pl}$	0,073
WW	1	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,068	$\mu \cdot f_E^S$	0,103
	2	$\mu \cdot \beta_i$	0,058	$k_W^{ab} \cdot f_E^S$	-0,080
	3	$\mu \cdot f_E^S$	0,056	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,068
	4	$f_\lambda^S \cdot f_\lambda^D$	0,049	$\mu \cdot k_W^{ab}$	-0,059
	5	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,047	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,056
	6	$\frac{h_{TC,0}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,047	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,054

**Tabelle 16:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,5 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

LHS (512 Datenpunkte)							
$s_f = 1,5 \text{ mm}$							
	Nr.	Wärmeaufteilung		Blechtemperatur		Spitztemperatur	
		$\overline{\beta_{eff}}$		$\overline{T_{AA}^S}$		$\overline{T_{AA}^D}$	
HF	1	$\beta_i$	0,624	$\mu$	0,539	$\beta_i$	-0,608
	2	$h_{TC,0}$	-0,413	$\beta_i$	0,421	$h_{TC,0}$	0,411
	3	$f_E^S$	0,392	$f_E^S$	0,338	$f_E^S$	-0,382
	4	$\mu$	0,343	$h_{TC,0}$	-0,295	$f_\lambda^S$	0,325
	5	$f_\lambda^D$	-0,234	$f_{\Delta T}^{*,S}$	-0,288	$\mu$	-0,300
	6	$f_\lambda^S$	-0,195	$f_\lambda^S$	-0,232	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,240
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,118	$k_S$	0,176	$k_S$	0,081
	8	$f_{\Delta T}^{*,D}$	0,060	$f_\lambda^D$	-0,172	$t_{c,pl}$	0,079
	9	$h_k$	0,046	$t_{c,pl}$	0,151	$f_\lambda^D$	-0,074
	10	$t_{c,pl}$	-0,042	$h_k$	-0,061	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,066
WW	1	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,102	$\mu \cdot \beta_i$	-0,088	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,049
	2	$\mu \cdot \beta_i$	0,099	$\mu \cdot f_E^S$	-0,086	$\beta_i \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,048
	3	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,096	$\mu \cdot h_{TC,0}$	0,079	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,046
	4	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,071	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	0,072	$h_{TC,0} \cdot f_\lambda^S$	0,041
	5	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,049	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	0,067	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,041
	6	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	-0,046	$f_E^S \cdot f_\lambda^D$	0,061	$\mu \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,034

**Tabelle 17:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten Kontaktdruck und das Verschleißverhältnis bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

LHS (512 Datenpunkte)					
$s_f = 1,0 \text{ mm}$					
	Nr.	Kontaktdruck $\bar{p}_c$		Verschleißverhältnis $w_a/w_{tot}$	
HF	1	$\mu$	-0,600	$f_E^S$	-0,559
	2	$\beta_i$	-0,472	$\mu$	-0,484
	3	$h_{TC,0}$	0,338	$\beta_i$	-0,371
	4	$f_E^S$	-0,309	$k_W^{ab}$	0,296
	5	$f_\lambda^S$	0,281	$h_{TC,0}$	0,272
	6	$f_\lambda^D$	0,188	$f_\lambda^S$	0,212
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,110	$f_\lambda^D$	0,150
	8	$t_{c,pl}$	0,073	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,083
	9	$k_S$	0,068	$k_S$	0,075
	10	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,053	$t_{c,pl}$	0,074
WW	1	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,066	$\mu \cdot f_E^S$	0,102
	2	$\mu \cdot \beta_i$	0,057	$k_W^{ab} \cdot f_E^S$	-0,080
	3	$\mu \cdot f_E^S$	0,054	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,067
	4	$f_\lambda^S \cdot f_\lambda^D$	0,048	$\mu \cdot k_W^{ab}$	-0,059
	5	$h_{TC,0} \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,047	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,055
	6	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,046	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,053

**Tabelle 18:** Ergebnisse der multikriteriellen Merkmalsbewertung für das *Latin Hypercube Sample* für den zeitgemittelten effektiven Wärmeaufteilungskoeffizienten, die zeitgemittelte Blechtemperatur und die zeitgemittelte Dichtspitztemperatur bei einer finalen Zustelltiefe von 1,0 mm. Die angegebenen Werte entsprechen den normierten linearen Regressionskoeffizienten

LHS (512 Datenpunkte)							
$s_f = 1,0 \text{ mm}$							
	Nr.	Wärmeaufteilung $\overline{\beta_{eff}}$		Blechtemperatur $\overline{T_{AA}^S}$		Spitztemperatur $\overline{T_{AA}^D}$	
HF	1	$\beta_i$	0,630	$\mu$	0,545	$\beta_i$	-0,612
	2	$h_{TC,0}$	-0,413	$\beta_i$	0,426	$h_{TC,0}$	0,407
	3	$f_E^S$	0,389	$f_E^S$	0,337	$f_E^S$	-0,376
	4	$\mu$	0,338	$h_{TC,0}$	-0,292	$f_\lambda^S$	0,324
	5	$f_\lambda^D$	-0,231	$f_{\Delta T}^{*,S}$	-0,278	$\mu$	-0,291
	6	$f_\lambda^S$	-0,191	$f_\lambda^S$	-0,233	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,248
	7	$\frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	-0,121	$k_S$	0,184	$k_S$	0,087
	8	$f_{\Delta T}^{*,D}$	0,060	$f_\lambda^D$	-0,167	$t_{c,pl}$	0,080
	9	$t_{c,pl}$	-0,044	$t_{c,pl}$	0,151	$f_\lambda^D$	-0,075
	10	$h_k$	0,039	$h_k$	-0,055	$f_{\Delta T}^{*,D}$	-0,064
WW	1	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,102	$\mu \cdot \beta_i$	-0,086	$\beta_i \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,050
	2	$\beta_i \cdot f_E^S$	0,099	$\mu \cdot f_E^S$	-0,085	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	-0,047
	3	$\mu \cdot \beta_i$	0,095	$\mu \cdot h_{TC,0}$	0,077	$h_{TC,0} \cdot \beta_i$	-0,043
	4	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,069	$h_{TC,0} \cdot f_E^S$	0,071	$h_{TC,0} \cdot f_\lambda^S$	0,042
	5	$\mu \cdot h_{TC,0}$	-0,046	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	0,065	$\beta_i \cdot f_\lambda^S$	-0,039
	6	$\beta_i \cdot f_\lambda^D$	-0,044	$f_E^S \cdot f_\lambda^D$	0,059	$\mu \cdot \frac{\varphi_{ec}}{2 \cdot \pi}$	0,033



**Logos Verlag Berlin**

**ISBN 978-3-8325-4359-4**

**ISSN 1615-4983**